

Quasistatische und transiente Oberflächenpotentialverteilungen organischer Feldeffekttransistoren

Zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Christopher Siol, geboren am 7.5.1979 in Darmstadt
Darmstadt 2012 — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT



Quasistatische und transiente Oberflächenpotentialverteilungen organischer Feldeffekttransistoren

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Christopher Siol, geboren am 7.5.1979 in Darmstadt

1. Gutachten: Prof. Dr. Heinz von Seggern
2. Gutachten: Prof. Dr. Wolfram Jaegermann

Tag der Einreichung: 17. Oktober 2011

Tag der Prüfung: 7. Februar 2012

Darmstadt 2012 – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-28923

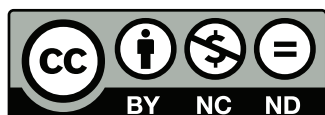
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2892>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Titelbild: Transienter Oberflächenpotentialverlauf im Kanal eines OFETs beim Übergang von Elektrodenakkumulation nach Lochakkumulation.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Grundlagen	7
2.1. Organische Halbleiter	7
2.2. Organische Feldeffekttransistoren	15
2.3. Integrierte Schaltungen	21
2.4. Rastersondenmikroskopie	23
3. Experimentelles und Methoden	31
3.1. Verwendete Materialien	31
3.2. Probenpräparation	33
3.3. Bauteilcharakterisierung	35
3.4. Skalierung des OFET-Prozesses	36
3.5. Aufbau der Kelvinsondenkraftmikroskopie	39
3.5.1. Das Omicron VT AFM	41
3.5.2. Elektronik	42
3.5.3. Datenauswertung	45
3.5.4. Fehler und Artefakte	48
4. Das Oberflächenpotential von OFETs im quasistatischen Betrieb	57
4.1. Potentialverlauf im Kanal	59
4.2. Kontaktwiderstände	70
4.3. Homogenität des Potentialverlaufes	73
5. Aufklärung von Drainstrominstabilitäten	77
5.1. Ladungsdichte im Transistorkanal	78
5.2. Unterscheidung von beweglichen und festen Ladungsträgern	80
5.3. Ambipolare Eigenschaften unipolarer OFETs	87
5.4. Langsamer Transport bei geringen Ladungsträgerdichten	90
5.5. Hysterese von p-Typ OFETs durch Elektronenfallen	95
5.6. Ambipolare Feldeffekttransistoren	97
6. Zusammenfassung	101
Verzeichnisse	104
Anhang	113



1 Einleitung

Unsere Gesellschaft wird zunehmend durch moderne Informations- und Kommunikationstechnik geprägt. Feldeffekttransistoren sind die elementaren Bausteine heutiger informationstechnischer Systeme. In Mobiltelefonen und Personalcomputern sind jeweils Tausende bzw. Milliarden dieser Feldeffekttransistoren verschaltet, um die gewünschte Funktionalität der Geräte zu erreichen [1].

Diese Feldeffekttransistoren werden heute zumeist durch kostenintensive Prozesse auf Basis anorganischer Halbleiter hergestellt. Die für eine oder mehrere integrierte Schaltungen (engl.: integrated circuit, IC) notwendigen Feldeffekttransistoren können dabei gleichzeitig auf einem Substrat hergestellt werden. Durch die sukzessive Miniaturisierung dieser Schaltungen können immer mehr ICs gleichzeitig hergestellt werden. Dies ermöglicht die ökonomische Fertigung immer höher integrierter, leistungsfähigerer ICs mit immer aufwendigeren und kostenintensiveren Technologien.

Bei einigen Produkten stößt die Miniaturisierung der ICs jedoch an Grenzen. Ein Beispiel hierfür ist die Ansteuerung der Bildpunkte in Bildschirmen. Die Größe der gesamten Schaltung entspricht hier der Größe des Bildschirms. Eine Verkleinerung der gesamten Schaltung ist daher unerwünscht. Um eine kostengünstige Herstellung solch großflächiger Produkte zu ermöglichen, werden neue Technologien erforscht.

Als Alternative zu den traditionellen, anorganischen Halbleitern werden in der aktuellen Forschung organische Halbleiter (OHL) betrachtet. Auf OHL basierende Bauteile sollen die Realisierung elektronischer Schaltungen auf großflächigen Substraten mit kostengünstigen Prozessen ermöglichen. Die Prozessierung anorganischer Halbleiter wird bei großen Substraten schnell sehr aufwendig, da Hochtemperatur- und meist auch Vakuumprozesse eingesetzt werden müssen. Organische Halbleiter können dagegen bei geringeren Temperaturen und zum Teil auch aus Lösungen verarbeitet werden. Dadurch können bei der Herstellung organischer Elektronik flexible Substrate und günstigere Beschichtungsverfahren, wie z.B. Drucktechniken, eingesetzt werden. Somit sollen großflächige Produkte, wie beispielsweise Anzeigen, kostengünstiger und auch auf flexiblen Substraten hergestellt werden können.

Licht emittierende Dioden (LED) auf Basis von OHL (Organische Licht emittierende Diode, OLED) werden heute bereits in Bildschirmen von Musikspielern, Mobiltelefonen und einigen Fernsehgeräten eingesetzt. Die Ansteuerung erfolgt hier jedoch noch mit Silizium basier-

ten Transistoren. Produkte mit OHL basierten Feldeffekttransistoren (Organischer Feld-Effekt-Transistor, OFET) befinden sich bisher noch im Prototypenstadium [2].

Ein kritisches Problem beim Einsatz von OFETs ist deren begrenzte funktionelle Stabilität. OFETs fungieren in vielen Anwendungen als spannungsgesteuerter Schalter. Die Spannung, bei der ein OFET ein- bzw. ausschaltet, ist jedoch häufig nicht stabil. Diese Instabilitäten können durch vielfältige Mechanismen verursacht werden. Die Aufklärung dieser Mechanismen ist Gegenstand der Forschung. Ein weiteres typisches Problem ist ein ungünstig hoher Widerstand der OFETs im eingeschalteten Zustand oder ein zu geringer Widerstand im ausgeschalteten Zustand. Auch hier können vielfältige Ursachen vorliegen und zeitliche Instabilitäten beobachtet werden. Um diese Probleme zu lösen und schließlich eine Anwendung der OFETs zu ermöglichen, ist ein besseres Verständnis der Vorgänge in den OFETs während ihres Betriebs von Nutzen.

Seit einigen Jahren wird die Kelvinsondenkraftmikroskopie bei OFETs angewendet. Diese mikroskopische Methode liefert orts aufgelöste Informationen über Potentiale und Spannungen in den OFETs. Die orts aufgelösten Potentialdaten sollen Einblicke in einzelne Teilbereiche der OFETs ermöglichen. Im Vergleich zur Untersuchung von kompletten OFETs soll die Betrachtung von Teilbereichen, durch die geringere Komplexität, zu einem besseren Verständnis der physikalischen Vorgänge in den OFETs führen. Dem steht jedoch die Komplexität der Kelvinsondenkraftmikroskopie selbst entgegen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Möglichkeiten und Grenzen der Kelvinsondenkraftmikroskopie an OFETs. Dazu wurde in dieser Arbeit zunächst ein Rastersondenmikroskop für die Kelvinsondenkraftmikroskopie ausgerüstet und ein geeigneter Herstellungsprozess für die Proben entwickelt. Mit dem Messaufbau wurden dann Methoden zur mikroskopischen Untersuchung der Vorgänge in OFETs mittels Kelvinsondenkraftmikroskopie erarbeitet und für das tiefere Verständnis der physikalischen Phänomene bei Instabilität und Ermüdung im OFET eingesetzt. Insbesondere wurden Auf- und Entladeprozesse untersucht um das Einfangen von Ladungen in Fallenzuständen zu studieren. Dieses Einfangen von Ladung ist von Interesse, da es häufig als Ursache für unerwünschte Bauteilinstabilitäten angesehen wird. Der Fokus der Untersuchungen liegt in dieser Arbeit auf dem Übergang der OFETs vom ausgeschalteten zum eingeschalteten Zustand. Dieser sogenannte Subthreshold-Bereich ist bei OFETs noch nicht gut verstanden. Jedoch ist er bei der Anwendung der OFETs von Bedeutung, da er bestimmt, wie abrupt der OFET eingeschaltet werden kann.

Im Folgenden werden zunächst einige Grundlagen zu den untersuchten OFETs sowie zur verwendeten Rastersondenmikroskopie vorgestellt. Anschließend werden die experimentellen Methoden und Aufbauten erläutert. Dabei werden die Besonderheiten des entstandenen 5 μm -Herstellungsprozesses für OFETs und das für die Kelvinsondenkraftmikroskopie realisierte Messsystem ausführlicher behandelt. In den letzten zwei Kapiteln werden schließlich interessante

Ergebnisse diskutiert, die mit dieser Methodik erzielt wurden: Zunächst werden OFETs im quasi statischen Betrieb betrachtet und deren Subthreshold-Bereich näher untersucht. Danach wird schließlich das dynamische Verhalten der lateralen Ladungsdichteverteilung im Kanal der untersuchten OFETs dargestellt. Bemerkenswert ist, dass hierbei das Einfließen der Ladung in den Kanal zeitabhängig beobachtet werden konnte.



2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen über organische Elektronik und Rastersondenmikroskopie erläutert. Zunächst werden die Eigenschaften von OHL beschrieben und die Funktionsweise von OFETs erläutert, in denen die OHL als Funktionsmaterial eingesetzt werden. Schließlich wird skizziert wie OFETs in integrierten Schaltungen betrieben werden und welche Anforderungen diese dort erfüllen müssen. Im letzten Teil des Kapitels wird das Funktionsprinzip der Kelvinsondenkraftmikroskopie (engl. Kelvin Probe Force Microscopy, KPFM) erläutert, die zur Untersuchung der OFETs eingesetzt wurde.

2.1 Organische Halbleiter

Organische Halbleiter (OHL) sind organische Festkörper mit einer Energielücke im sichtbaren oder angrenzenden Wellenlängenbereich. Sie bestehen aus organischen Verbindungen, deren Struktur auf Kohlenstoffatomen basiert. Charakteristisch für OHL-Moleküle sind ausgedehnte Bereiche konjugierter Doppelbindungen. Im Bereich der konjugierten Doppelbindungen bilden sich ausgedehnte π -Elektronensysteme. Diese π -Elektronensysteme enthalten energetisch besonders günstige Molekülorbitale, die den OHL eine im Vergleich mit anderen organischen Verbindungen geringe Energielücke verleihen.

Organische Materialien im Allgemeinen werden häufig aufgrund ihrer guten Isolatoreigenschaften eingesetzt. OHL gehören unter den organischen Verbindungen zu den „schlechten“ Isolatoren. Anfang des 20. Jahrhunderts entdeckten 1906 Pochettino und 1913 Volmer [3] die Photoleitfähigkeit des OHL Anthracen [4, Seite 200]. Durch Lichteinwirkung können bei den OHL bewegliche Ladungsträger erzeugt werden, die zu einer erhöhten Leitfähigkeit des Materials führen. Die Photoleitfähigkeit der OHL wurde in den folgenden Jahrzehnten weiter untersucht und wird z.B. auf mit OHL beschichteten Bildtrommeln von Kopierern und Laserdruckern ausgenutzt. In den letzten Jahren wurden auf Basis von OHL immer öfter auch elektronische Bauteile wie Dioden oder organische Feldeffekttransistoren (OFETs) realisiert. In solchen Bauteilen werden zusätzliche Ladungsträger nicht nur optisch generiert, sondern beispielsweise auch aus Elektroden in den OHL injiziert. Dank deutlicher Verbesserungen der Stabilität und Leistungsfähigkeit der OHL können inzwischen OFETs hergestellt werden, deren Leistungsfähigkeit mit Transistoren vergleichbar ist, die auf amorphem Silizium basieren [5].

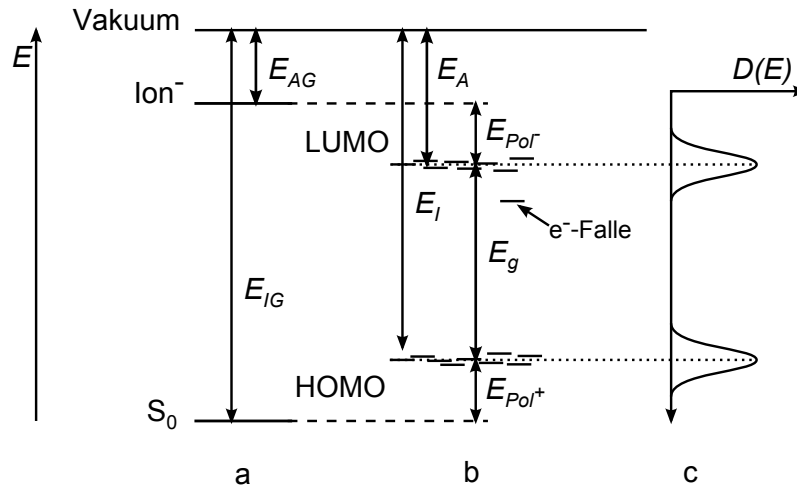


Abbildung 2.1.: Energie von HOMO- und LUMO-Zuständen im einzelnen Molekül (a) und in verschiedenen Molekülen im Festkörper (b), sowie die daraus resultierende Zustandsdichteverteilung $D(E)$ (c). E_{AG} = Elektronenaffinität in der Gasphase, E_{IG} = Ionisationsenergie in der Gasphase, E_{pol} = Polarisationsenergie, E_A = Elektronenaffinität des Festkörpers, E_I = Ionisationsenergie des Festkörpers, E_g = Energielücke

Bei Transistoren, die in dieser Arbeit untersucht werden, wird die temporäre Änderung der elektrischen Leitfähigkeit der OHL ausgenutzt. Die spezifische Leitfähigkeit $\sigma = \mu n e_0$ des Materials ist durch Messung des Stromes zugänglich. Sie ergibt sich aus der mittleren Beweglichkeit der Ladungsträger μ , ihrer Dichte n und der Elementarladung e_0 . Der unterschiedliche Beitrag der einzelnen Ladungsträger zum Ladungstransport entsprechend ihrer Energie kann dabei nicht direkt erfasst werden. In Halbleitern werden die meist deutlich unterschiedlichen Dichten von Elektronen n_e und Löchern n_h sowie deren Beweglichkeiten μ_e und μ_h unterschieden. Die Leitfähigkeit eines Halbleiters ergibt sich dann zu

$$\sigma = (\mu_e n_e + \mu_h n_h) e_0 \quad (2.1)$$

Die intrinsische Ladungsträgerdichte vieler organischer Verbindungen ist gering, da diese Materialien eine große Energielücke $E_g \gg kT$ zwischen dem höchsten besetzten Molekülorbital (engl.: highest occupied molecular orbital, HOMO) und dem niedrigsten unbesetzten Molekülorbital (engl.: lowest unoccupied molecular orbital, LUMO) aufweisen. Die energetische Lage von HOMO bzw. LUMO wird relativ zum Vakuumniveau angegeben und entspricht der Ionisationsenergie E_I bzw. der Elektronenaffinität E_A des OHL (Abb. 2.1). Die Differenz dieser beiden Energien $E_g = E_I - E_A$ liegt bei OHL typisch zwischen 1 und 3 eV. Damit sind OHL im Übergangsbereich zwischen klassischen Halbleitern wie Silizium und Isolatoren ($E_g \geq 3$ eV) anzusiedeln.

Die Energieniveaus der HOMO- und LUMO-Orbitale ergeben sich zunächst aus der Struktur der einzelnen Moleküle. Die geringe Energielücke der OHL kann dadurch erklärt werden,

dass die OHL-Moleküle im Gegensatz zu den organischen Isolatoren über ausgedehnte Bereiche konjugierter Doppelbindungen verfügen. Die Kohlenstoffatome sind in diesem Bereich sp^2 -hybridisiert. Die drei sp^2 -Hybridorbitale bilden jeweils eine Bindung zu einem benachbarten Atom aus. Das nicht hybridisierte p -Orbital kann mit dem p -Orbital eines der benachbarten Kohlenstoffatome eine π -Bindung eingehen. Durch die Symmetrie bei konjugierten Doppelbindungen ist nicht festgelegt mit welchem angrenzenden Atom die π -Bindung aufgebaut wird. Es bildet sich ein gemeinsames π -Elektronensystem zwischen den an der Konjugation beteiligten Atomen. Dieses π -Elektronensystem enthält Molekülorbitale, die über den gesamten konjugierten Bereich delokalisiert sind. Durch die Delokalisierung vergrößert sich der Potentialtopf, auf den die Zustände begrenzt sind. Dadurch verringern sich bei den delokalisierten Bindungen die Abstände zwischen deren Energieniveaus und folglich auch der energetische Unterschied von HOMO und LUMO [6].

Im Vergleich zu den Einzelmolekülen verringert sich im Festkörper die Energielücke E_g zwischen HOMO und LUMO durch die Wechselwirkung der Moleküle untereinander (vgl. Abbildung 2.1). Diese Reduktion von E_g geschieht zum größten Teil ($|E_{pol}| \geq 1$ eV) dadurch, dass Überschusselektronen im LUMO oder Löcher (fehlende Elektronen) im HOMO die umgebenden Moleküle polarisieren [7]. Bei Elektronen senkt sich das Energieniveau des besetzten LUMO um E_{pol-} . Wird ein HOMO mit einem Loch besetzt, so steigt dessen Energieniveau um E_{pol+} . Zusätzlich wird E_g durch das mechanische Entspannen des Moleküls ($\approx 0,1$ eV) und dessen Umgebung ($\approx 0,01$ eV) reduziert [7].

Entsprechend den unterschiedlichen räumlichen Lagen der Moleküle sind diese Wechselwirkungen unterschiedlich stark. So kommt es zu den in Abbildung 2.1 skizzierten unterschiedlichen Energieniveaus. Diese energetische Verteilung der HOMO und LUMO wird als Zustandsdichte (engl.: density of states, DOS), bezeichnet. Nach Bässler kann diese Zustandsdichte in ungeordneten Systemen durch eine Gaußverteilung beschrieben werden [8]. Neben diesen ungeordneten Einflüssen treten auch systematische Änderungen der Energieniveaus auf. So kann die Nähe zu einem Metall oder zur Materialoberfläche zu kleineren oder größeren E_g führen, da die Umgebung besser bzw. schlechter polarisiert werden kann [7, 9].

Ladungsträgertransport

Die Ladungsträgerbeweglichkeit μ gibt an, mit welcher mittleren Geschwindigkeit $\vec{v} = \mu \vec{F}$ Ladungsträger bei einem elektrischen Feld \vec{F} transportiert werden. Der im Folgenden beschriebene Ladungsträgertransport in den OHL unterscheidet sich von dem in anorganischen Halbleitern wie Silizium.

Bei anorganischen Halbleitern sind die Ladungsträgerzustände durch die starke Interaktion der Einzelatome im gesamten Kristall delokalisiert. Dort bilden sich Leitungs- und Valenzbänder

aus, in denen sich die Ladungsträger frei bewegen können. Die Ladungsträgerbeweglichkeit wird bei der dort vorliegenden Bandleitung durch Stöße an Phononen und Defekten begrenzt. Mit steigender Temperatur sinkt hier die Ladungsträgerbeweglichkeit durch die erhöhte Stoßwahrscheinlichkeit mit Phononen. Bei OHL wird dieses Verhalten nur bei tiefen Temperaturen in besonders reinen und geordneten Kristallen beobachtet [10]. Häufig wird bei OHL jedoch ein Anstieg der Beweglichkeit bei steigender Temperatur beobachtet [11].

Im OHL sind die einzelnen Moleküle lediglich durch elektrostatische Kräfte und Van-der-Waals-Kräfte gebunden. Diese Wechselwirkung ist deutlich schwächer als die kovalente Bindung im Silizium Kristall. Bereits bei Raumtemperatur sinkt die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger im OHL in die Größenordnung der Molekülabstände, sodass sich die Ladungsträger praktisch mit jedem Molekül stoßen. Deshalb ist die Vorstellung, dass die Ladungsträger auf den einzelnen Molekülen lokalisiert sind, hier zutreffender als das Bild von frei beweglichen Ladungsträgern. Die Leitfähigkeit wird in solchen Systemen durch den Hopping-Transport (engl. Hüpf-Transport) ermöglicht. Bei diesem Mechanismus tunneln die Ladungsträger von HOMO bzw. LUMO eines Moleküls zum HOMO bzw. LUMO des nächsten Moleküls. Die Gleichung 2.2 gibt in einem solchen System die Tunnelrate ν_{ij} zwischen zwei Orten i und j entsprechend dem Miller Abrahams Modell an [8].

$$\nu_{ij} = \nu_0 e^{-\frac{r_{ij}}{\alpha}} \begin{cases} e^{-\frac{E_j - E_i}{k_B T}}; & E_j > E_i, \\ 1; & E_j \leq E_i. \end{cases} \quad (2.2)$$

Dabei ist ν_0 die Frequenz der Tunnelversuche. Die Tunnelrate wird bestimmt durch den Abstand r_{ij} und einen Parameter für die effektive Überlappung der elektronischen Wellenfunktionen α (vgl. [11]). Ist der Zielzustand energetisch tiefer, so wird angenommen, dass es immer einen entsprechenden vibronisch angeregten Zielzustand gibt, in den getunnelt werden kann. Zum Springen auf einen energetisch höheren Zustand ist zunächst eine entsprechende thermische Aktivierung erforderlich. Diese thermische Aktivierung kann erklären, dass - im Gegensatz zur Bandleitung - beim Hopping-Transport die Beweglichkeit mit der Temperatur ansteigt. Ebenso ist die Hüpftrate und damit auch die Beweglichkeit μ eines Ladungsträgers höher, wenn er auf einem energetisch hohen Zustand sitzt.

Diese Energieabhängigkeit der Beweglichkeit $\mu(E)$ ist in Abbildung 2.2 für eine Gauß-verteilte DOS $D(E)$ dargestellt. Nach dem oben genannten Hopping-Mechanismus ist $\mu(E)$ abhängig von der relativen energetischen Lage der freien Zustände sowie deren mittlerem geometrischen Abstand, der sich aus der Dichte der freien Zustände $D(E) - n'(E)$ ergibt [12]. Die Dichteverteilung der Ladungsträger $n'(E)$ ist dabei das Produkt von Zustandsdichte $D(E)$ und Fermiverteilung.

Das Energieniveau, auf dem im Wesentlichen der Transport der Ladungsträger erfolgt, wird als Transportenergie bezeichnet. Die Transportenergie ist in Abbildung 2.2 veranschaulicht, indem

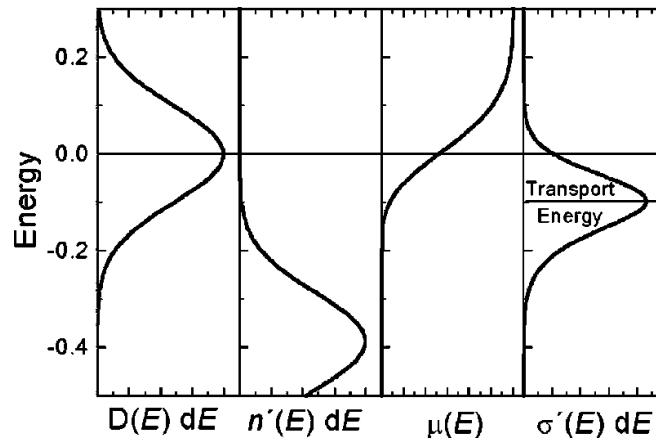


Abbildung 2.2.: Veranschaulichung der Transportenergie aus [12]: Zustandsdichte(LUMO) $D(E)$, Elektronendichte $n'(E)$, Ladungsträgerbeweglichkeit $\mu(E)$ und differentielle Leitfähigkeit $\sigma'(E)$. Der Ladungstransport durch diese DOS findet bei Energien um die Transportenergie statt.

der Beitrag der verschiedenen Energieniveaus zum Ladungsträgertransport durch die differentielle Leitfähigkeit $\sigma'(E) = n'(E) \mu(E)$ dargestellt wird. Bei steigender Ladungsträgerdichte n werden Zustände höherer Energie besetzt, die auch eine höhere Beweglichkeit aufweisen. Die Beweglichkeit der Ladungsträger ist daher eine Funktion der Ladungsträgerdichte.

Bemerkenswert ist, dass das Maximum von $n'(E)$ deutlich unterhalb der Transportenergie bei $\sigma'(E) \approx 0$ liegt. Der Ladungstransport wird demnach durch die Ladungsträger mit den höchsten Energien getragen, während der Großteil der Ladungsträger mit $\mu(E) \approx 0$ nahezu unbeweglich ist. Diese Ladungsträger mit geringen Beweglichkeiten müssen zunächst auf Zustände in der Nähe der Transportenergie angeregt werden, um effektiv am Ladungstransport teilnehmen zu können. Bei einer schmal verteilten DOS befinden sich nur wenige Ladungsträger mit $\mu(E) \approx 0$ in den Ausläufern der DOS. Mit steigender Breite der DOS nehmen jedoch die Dichte dieser Zustände und der energetische Abstand zum Niveau der Transportenergie zu.

Energetisch tiefe Zustände, auf denen die Ladungsträger effektiv unbeweglich sind, werden als Ladungsträgerfallen bezeichnet. Je nachdem wie hoch die Aktivierungsenergie für ein Verlassen dieser Fallen ist, spricht man von tiefen oder flachen Fallen. Durch die Gauß-verteilte DOS wirken die Zustände im unteren Bereich der DOS wie flache Fallen, die kaum zum Transport beitragen können. Durch Defekte oder Verunreinigungen können zusätzlich Zustände zwischen LUMO und HOMO entstehen, die als Fallen für Elektronen bzw. Löcher fungieren. Ein Verlassen dieser Fallen durch thermische Anregung wird unwahrscheinlich, sobald sich die Energien der Fallenzustände deutlich von den nächst höheren Zuständen in HOMO bzw. LUMO unterscheiden. Solche Fallen werden als tiefe Fallen bezeichnet. In dieser Arbeit werden Fallen als tiefe Fallen bezeichnet, die im Zeitraum des Experimentes nicht durch thermische Anregung geleert werden.

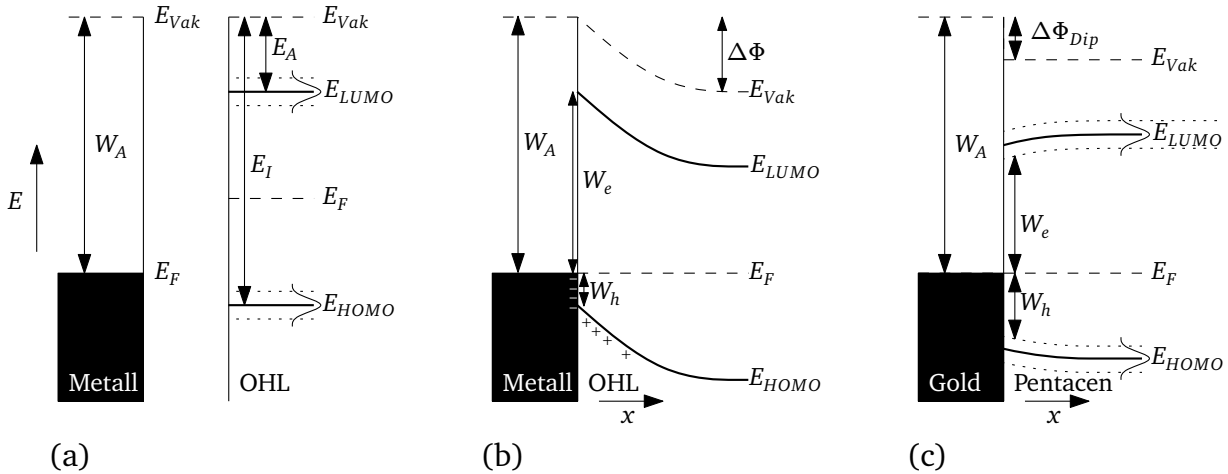


Abbildung 2.3.: Metall-Halbleiter-Kontakt: (a) Veranschaulichung der Austrittsarbeit eines Metalles W_A und der Energieniveaus E_{HOMO} bzw. E_{LUMO} in einem OHL. (b) Vereinfachter Metall-Halbleiter-Kontakt (Schottky-Mott-Näherung). Die Barrieren für eine Ladungsträgerinjektion W_h und W_e sind durch die Differenz von W_A zu E_A bzw. E_I gegeben. Die skizzierte Raumladungszone ist bei OHL meist über viele Nanometer ausgedehnt. (c) Au-Pentacen-Grenzfläche: Aus einer Untersuchung mit Photoelektronenspektroskopie (PES) und inverser Photoelektronenspektroskopie (IPES) hergeleitetes Energieniveauschema eines Gold-Pentacen-Kontaktes nach [7]. Am der Kontaktfläche wird das Vakuumniveau durch einen Dipol $\Delta\Phi_{Dip}$ verschoben. In der Nähe der Metalloberfläche ist die Energielücke E_g durch höhere Polarisationsenergien reduziert. Für den in [7] untersuchten Kontakt wurden die Energiebarrieren für die Injektion von Elektronen und Löchern mit $W_e = 1,2 \text{ eV}$ bzw. $W_h = 0,5 \text{ eV}$ abgeschätzt.

Metall-Halbleiter-Kontakt

Um auf organischen Halbleitern basierende Bauelemente zu realisieren, werden elektrische Kontakte zum OHL benötigt. An diesen Kontakten werden Ladungsträger injiziert bzw. extrahiert, um einen Stromfluss durch den OHL zu ermöglichen und die Ladungsträgerdichte zu ändern.

Als Material für die Kontakte werden Metalle (oder hoch dotierte Halbleiter) verwendet. Für die elektrischen Eigenschaften eines solchen Kontaktes ist die relative energetische Lage von E_F im Metall zu E_{HOMO} und E_{LUMO} im OHL entscheidend. Die Unterschiede zwischen diesen Energieniveaus bestimmen, welche Energiebarrieren für eine Injektion oder Extraktion von Löchern oder Elektronen überwunden werden müssen.

In Abbildung 2.3(a) sind diese Niveaus für ein Metall und einen OHL veranschaulicht. Den zugehörigen Metall-OHL-Kontakt nach dem Schottky-Mott-Modell zeigt Abbildung 2.3(b). Im Schottky-Mott-Modell wird ein kontinuierliches Vakuumniveau E_{Vak} an der Kontaktfläche angenommen. Die Energieniveaus in den einzelnen Materialien bestimmen dadurch direkt die Energiebarriere $W_e = W_A - E_A$ für eine Injektion von Elektronen bzw. $W_h = E_I - W_A$ für die Injektion von Löchern. Bei $W_{[e,h]} < 0$ würde eine Energiebarriere für die Extraktion vorliegen.

Für $W_e \approx 0$ wird ein idealer Kontakt für die Injektion und Extraktion von Elektronen erwartet. Entsprechend wird für $W_h \approx 0$ ein idealer Kontakt für Löcher erwartet.

Die Verbiegung der Energieniveaus im OHL rührt daher, dass die Fermi-niveaus (E_F) in Metall und OHL sich an der Kontaktfläche durch Ladungsträgerdiffusion aneinander angleichen¹. Aufgrund der geringeren Ladungsträgerdichte im OHL verteilen sich die Ladungsträger dort in einer ausgedehnten Raumladungszone. Durch die Raumladung entsteht ein elektrisches Feld, welches die Energieniveaus verschiebt und so zu einer Kontaktspannung $\Delta\Phi$ (vgl. Abschnitt 2.4) führt. Sind W_e oder W_h im Bereich einiger $k_B T$ oder gar negativ, so bildet sich am Kontakt eine leitfähigere Raumladungszone mit hohen Elektronen- bzw. Löcherdichten, die in den OHL hinein geringer werden. Bei Kontakten mit großen Energiebarrieren beginnt die Raumladungszone dagegen bereits mit sehr geringen Ladungsträgerdichten nahe der intrinsischen Ladungsträgerdichte.

Das Schottky-Mott-Modell liefert für die Höhe der Energiebarrieren eine erste Abschätzung. Die effektive Höhe der Energiebarrieren weicht jedoch häufig deutlich von dieser Schätzung ab. Zunächst muss die Injektion nicht in der Mitte der jeweiligen DOS bei $E_{HOMO/LUMO}$ erfolgen. Eine Injektion ist auf der gesamten Breite von HOMO bzw. LUMO möglich. Beispielsweise können Ladungsträger auf dem Niveau der Transportenergie injiziert und weiter transportiert werden. Dadurch ist die effektive Barriere für die Injektion kleiner als der Abstand $E_F - E_{HOMO/LUMO}$. Zusätzlich kann die Energielücke zwischen HOMO und LUMO in der Nähe der Metall-Halbleiter-Grenzfläche aufgrund stärkerer Polarisierung durch die Ladungsträger reduziert werden [7]. An der Metall-Halbleiter-Grenzfläche selbst ist zu berücksichtigen, dass in der Regel durch Grenzflächendipole $\Delta\Phi_{Dip}$ das Vakuumniveau zwischen den beiden Materialien signifikant verschoben ist [13]. Diese Effekte sind in Abbildung 2.3(c) anhand eines in [7] untersuchten Gold-Pentacen-Kontaktes dargestellt.

Die Injektionsbarrieren werden von vielen Faktoren beeinflusst. Besonders für die Grenzflächendipole spielt auch der Herstellungsprozess eine bedeutende Rolle (vgl. Kapitel 4.2). Aus den an den reinen Einzelmaterialien gemessenen Werten für W_A , E_I , E_A können die Barrieren daher lediglich abgeschätzt werden. Allgemein gilt jedoch, dass Materialien mit einer an das HOMO des OHL angepassten Austrittsarbeit meist eine geringe Barriere für die Lochinjektion aufweisen, während Materialien mit gut an das LUMO angepasster Austrittsarbeit häufig eine geringe Barriere für die Elektroneninjektion aufweisen. Die Injektion der jeweils anderen Ladungsträgersorte wird an einem solchen Kontakt durch eine hohe Energiebarriere blockiert.

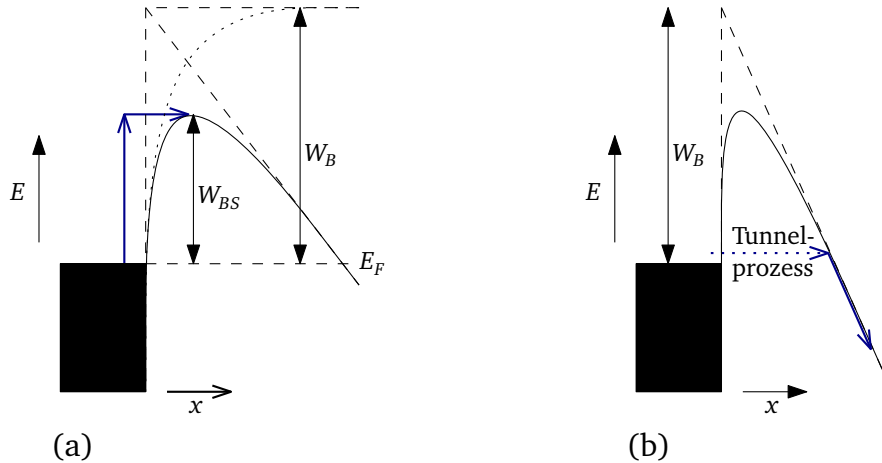


Abbildung 2.4.: Injektion über Energiebarrieren: (a) Schottky-Barriere ohne elektrisches Feld (gepunktete Linie) und mit elektrischem Feld (durchgezogene Linie). Die Situation ohne Berücksichtigung von Spiegelladungen ist gestrichelt eingezeichnet. (b) Fowler-Nordheim-Tunneln bei hohen elektrischen Feldstärken.

Injektionsbegrenzte Ströme

Begrenzt die Ladungsträgerinjektion den Stromfluss in einem Bauteil, so baut sich über dem betreffenden Kontakt eine Spannung auf. Das hierbei auftretende elektrische Feld unterstützt die Ladungsträgerinjektion.

Ähnlich dem Hopping-Transport (Gleichung 2.2) muss ein Ladungsträger aus dem Metall durch thermische Anregung die nötige Energie gewinnen, um in energetisch höher liegende HOMO/LUMO-Zustände zu hüpfen. Wie in Abbildung 2.4(a)(gepunktet) dargestellt, sind die Zustände in direkter Nähe zur Metalloberfläche durch die coulombsche Anziehung von im Metall influenzierten Spiegelladungen abgesenkt. In diesem Bereich springen viele Ladungsträger wieder zurück in das Metall. Durch den Schottky-Effekt sinkt die effektive Barrierenhöhe W_{BS} bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes F und das Maximum verschiebt sich hin zur Metalloberfläche.

Die resultierende Stromdichte j an solch einem Kontakt wird gut durch ein Modell von Scott und Malliaras beschrieben [14]. In dieser Arbeit wird insbesondere die Injektion über hohe Energiebarrieren (> 1 eV) bei hohen Feldstärken beobachtet. In diesem Fall erfolgt, wie in Abbildung 2.4(b) skizziert, auch eine Injektion der Ladungsträger durch Tunneln. Dieser Bereich wird im Modell von Scott und Malliaras nicht berücksichtigt. Nach Arkhipov et al. kann der dort für OHL berechnete Injektionsstrom bereits ab $W_B = 0,6$ eV sehr gut durch die Richardson-Schottky-Gleichung 2.3 und bei hohen Feldern durch Fowler-Nordheim-Tunneln (Gleichung 2.4) beschrieben werden [15].

¹ Wie in der Halbleiterliteratur gebräuchlich, wird der Begriff Fermi-niveau in dieser Arbeit auch für Temperaturen über 0 K verwendet, um die Lage des elektrochemischen Potentials anzugeben.

$$j \propto T^2 \exp \left(\frac{- \left(W_B - e_0 \sqrt{e_0 F / 4\pi\epsilon} \right)}{k_B T} \right) \quad (2.3)$$

$$j \propto F^2 \exp \left(- \frac{4\sqrt{2m^*} (e_0 W_B)^{3/2}}{3e_0 \hbar F} \right) \quad (2.4)$$

Dabei ist ϵ die Permittivität des OHL, m^* die effektive Masse der Ladungsträger und \hbar das Plancksche Wirkungsquantum. Es ist jedoch zu beachten, dass diese Gleichungen für anorganische Halbleiter mit ausgeprägten Bändern entwickelt wurden und daher bei organischen Halbleitern nicht direkt die physikalischen Prozesse widerspiegeln.

2.2 Organische Feldeffekttransistoren

Feldeffekttransistoren sind Halbleiterbauelemente die überwiegend als elektronische Schalter oder Stromquellen eingesetzt werden. Bei OFETs kommen organische Materialien als Halbleiter zum Einsatz. Wird eine Spannung U_{DS} zwischen den Kontakten Drain (D) und Source (S) angelegt, so kann durch das Anlegen einer Spannung U_{GS} an die Gateelektrode (G) der Strom I_D von Drain nach Source gesteuert werden. Dabei wirkt lediglich das von der Gateelektrode ausgehende elektrostatische Feld auf den Halbleiter zwischen Source und Drain. Dieses Feld beeinflusst die Leitfähigkeit des OHL, indem durch den Feldeffekt die Ladungsträgerdichte verändert wird.

Abbildung 2.5 zeigt Querschnitte gebräuchlicher OFET-Geometrien. Die Source- und Drainelektroden sind stets durch das Funktionsmaterial, den organischen Halbleiter, verbunden. Von diesen drei Komponenten ist die Gateelektrode durch einen Isolator getrennt. Nach dem

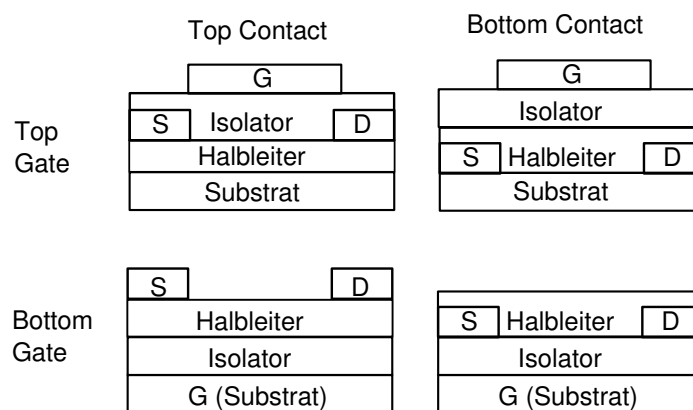


Abbildung 2.5.: Verschiedene Transistorgeometrien

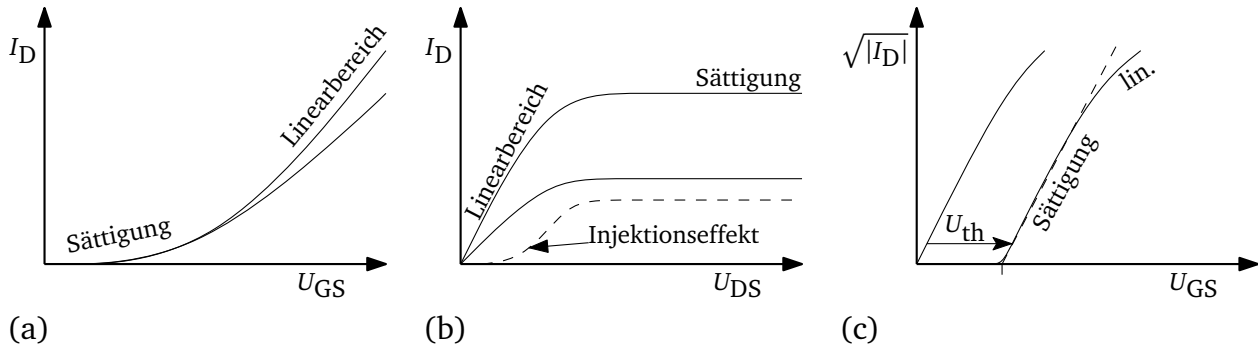


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung der Ausgangskennlinien (b) und Transferkennlinien (a) von OFETs sowie die Bestimmung von U_{th} aus der Transferkennlinie (c). Die Beweglichkeit μ ist durch die Steigung der Ausgleichsgeraden (gestrichelt) gegeben. Bei U_{th} hat die Ausgleichsgerade ihren Nullpunkt.

IEEE-Standard 1620 zur Messung und Benennung von OFETs werden die in Abbildung 2.5 dargestellten Typen entsprechend der Reihenfolge der unterschiedlichen Schichten mit „top-gate“ bzw. „bottom-gate“ und „top-contact“ bzw. „bottom-contact“ bezeichnet [16]. Der halbleitende Bereich zwischen Source und Drain, der durch das elektrische Feld der Gateelektrode beeinflusst wird, wird als Kanal bezeichnet.

Bei den anwendungstechnisch relevanten Feldeffekttransistoren bestimmen entweder Elektronen (n-Typ) oder Löcher (p-Typ) den Ladungstransport im Kanal. Die Injektion oder der Transport der jeweils anderen Ladungsträger ist bei diesen unipolaren Bauteilen stark behindert. Das Verhalten von n-Typ und p-Typ Feldeffekttransistoren ist komplementär. Bei $U_{GS} > 0V$ werden n-Typ Transistoren leitend, während p-Typ Bauteile bei $U_{GS} < 0V$ leitend werden. Source bezeichnet jeweils den Kontakt, der als Ladungsträgerquelle fungiert und Drain entsprechend die Ladungsträgersenke. OFETs können auch im ambipolaren Bereich betrieben werden. Dabei tragen Elektronen und Löcher gleichzeitig zum Stromtransport bei. Source und Drain werden dann lediglich aus Konvention weiter verwendet.

Spannungen und Bezugspunkte

Ein Transistor wird in den Applikationen häufig in der sogenannten Source-Schaltung als Verstärker eingesetzt. Dabei dient Gate als Eingang und Drain als Ausgang für das zu verstärkende Signal. Die Eingangsspannung U_{GS} und die Ausgangsspannung U_{DS} werden dabei relativ zu Source angelegt. Source eignet sich als Bezugspunkt, da dieser Kontakt in der Schaltung häufig direkt mit Masse oder einer Versorgungsspannung verbunden ist (s. Abschnitt 2.3). Das Verhalten des Transistors wird daher abhängig von U_{GS} und U_{DS} in Strom-Spannungs-Kennlinien dargestellt. Die Transferkennlinie (Abb. 2.6(a)) zeigt den Strom am Drain-Kontakt I_D in Abhängigkeit von der Eingangsspannung U_{GS} bei zwei konstanten Spannungen U_{DS} am Ausgang.

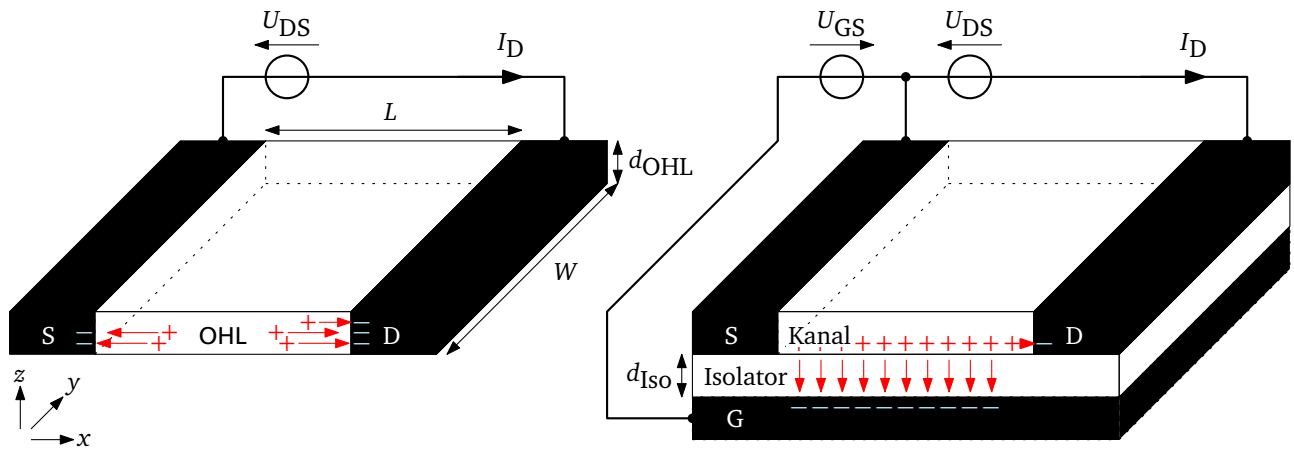


Abbildung 2.7.: Funktionsprinzips eines Feldeffekttransistors: Ohne Gateelektrode (links) ist die Ladungsdichte und damit auch die Leitfähigkeit im Kanal durch Raumladungseffekte begrenzt. Durch die Gateelektrode (rechts) wird durch den Feldeffekt eine Akkumulation von Ladung im Kanal ermöglicht.

Die Steigung dieser Kennlinien gibt Auskunft über die Verstärkung. Die Ausgangskennlinie (Abb. 2.6(b)) stellt I_D abhängig von U_{DS} bei verschiedenen U_{GS} dar. Diese Kurven zeigen, wie I_D durch eine Änderung der Last am Ausgang beeinflusst wird.

Für die Betrachtung der lokalen Vorgänge im Transistorkanal wird im Folgenden die Gateelektrode als Bezugspunkt für Spannungen verwendet. Das Gatepotential ist über den gesamten Kanal von Source bis Drain konstant und eignet sich daher als Bezugsgröße für Messungen an Teilbereichen des Transistorkanals. Daher werden auch die relativ zum Gate definierten Spannungen $U_{SG} = -U_{GS}$ und $U_{DG} = U_{DS} - U_{GS}$ verwendet. Die Spannungen sind dabei nach der Konvention $U_{XY} = \Phi(X) - \Phi(Y)$ als Differenz des Potentials Φ an zwei Punkten angegeben.

Funktionsweise

Source, Drain und der Halbleiter bilden eine diodenähnliche Struktur, die links in Abbildung 2.7 skizziert ist. Wird eine Spannung U_{DS} zwischen Source und Drain angelegt, so fließt zunächst nur ein geringer Strom. Dies rührt daher, dass die Ladungsträgerdichte im intrinsischen Halbleiter gering ist, die Dicke d_{OHL} der Halbleiterschicht nur wenige zehn Nanometer beträgt und der Abstand L von Source und Drain mehrere Mikrometer groß ist. Wenn aus den Kontakten Überschussladungsträger injiziert werden, erhöht sich im Kanal die Ladungsträgerdichte und damit die Leitfähigkeit, doch es kommt zu einer Raumladungsbegrenzung des Stromes. Durch die Überschussladungsträger im Halbleiter wird zu Source und Drain hin ein elektrisches Feld aufgebaut, das einer weiteren Ladungsträgerinjektion entgegen wirkt.

Durch die Präsenz der Gateelektrode ändert sich diese Situation. Das von den Ladungsträgern ausgehende elektrische Feld verläuft jetzt nicht mehr nur zu Source und Drain sondern auch

zur Gateelektrode. Die Dicke d_{iso} des Isolators zwischen Gate und Kanal wird möglichst dünn gewählt. Dies bewirkt, dass die von den Ladungsträgern im Kanal ausgehenden Feldlinien fast komplett zum Gate hin verlaufen. Die Ladungsträger werden an die Grenzfläche zum Isolator gezogen und akkumulieren dort. Die Ladungen auf der Gateoberfläche und im Halbleiter heben sich dabei zur Seite hin fast auf und sind daher nicht mehr durch Raumladungseffekte begrenzt. Stattdessen kann nun die Ladungsdichte im Kanal über die Spannung zwischen Kanal und Gateelektrode in weiten Grenzen verändert werden.

Bei der sogenannten Gradual-Channel-Approximation wird die Annahme gemacht, dass die im OHL akkumulierte Ladung komplett durch Ladung auf der Gateelektrode kompensiert ist. Diese Annahme gilt solange das laterale elektrische Feld F_x deutlich kleiner als das Feld E_z im Isolator ist. Unter Vernachlässigung der Dicke der akkumulierten Ladungsträgerschicht an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche kann die akkumulierte Ladung als Flächenladung betrachtet werden [17]. Die Dichte dieser Flächenladung

$$\tilde{q}(x) = e_0 (\tilde{n}_h - \tilde{n}_e) = \tilde{C} U_{\text{KG}}(x). \quad (2.5)$$

ist abhängig von der Kapazität pro Fläche \tilde{C} und Spannung $U_{\text{KG}}(x)$ zwischen dem Kanal an der Position x und der Gateelektrode. Wird angenommen, dass jeweils nur Elektronen oder Löcher im Kanal akkumuliert werden, so ergibt sich mit der mittleren Beweglichkeit der akkumulierten Ladungsträger μ der lokale Schichtwiderstand

$$\tilde{\rho}(x) = \begin{cases} -(\mu_e \tilde{q}(x))^{-1} & \text{if } \tilde{q}(x) < 0 \text{ (Elektronen),} \\ +(\mu_h \tilde{q}(x))^{-1} & \text{if } \tilde{q}(x) > 0 \text{ (Löcher).} \end{cases} \quad (2.6)$$

Aus den Gleichungen 2.5 und 2.6 ergibt sich mit dem lateralen elektrischen Feld F_x die Flächenstromdichte

$$\tilde{j} = \tilde{j}_x = \frac{F_x}{\tilde{\rho}} = \frac{dU_{\text{KG}}}{dx} U_{\text{KG}}(x) \tilde{C} \begin{cases} (-\mu_e) & U_{\text{KG}} < 0 \text{ (Elektronen)} \\ (\mu_h) & U_{\text{KG}} > 0 \text{ (Löcher)} \end{cases} \quad (2.7)$$

Im statischen Betrieb ist \tilde{j} im gesamten Kanal konstant und gleich den Stromdichten an Source und Drain $I_D/W = \tilde{j} = -I_S/W$. Der Source-Kontakt befindet sich bei $x(S) = 0$ und Drain bei $x(D) = L$. Unter Vernachlässigung eventueller Spannungsabfälle an Source oder Drain gelten

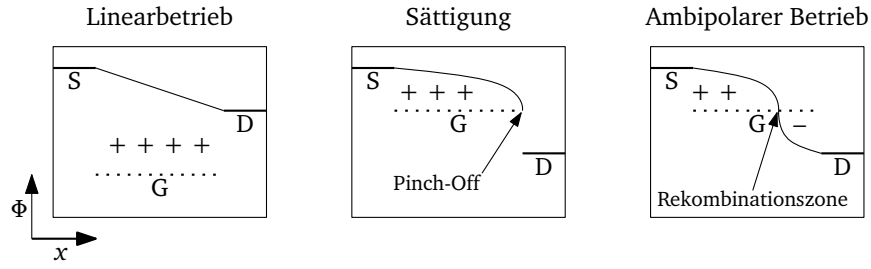


Abbildung 2.8.: Veranschaulichung der in Gleichung 2.9 beschriebenen Betriebsbereiche: „Linearbetrieb“ - Lochakkumulation im Kanal, „Sättigung“ - Kanal verarmt am Drainkontakt an Löchern (Drainkontakt blockiert Elektroneninjektion), „ambipolarer Betrieb“ - Elektronen werden vom Drainkontakt injiziert

an den Rändern des Kanals die Randbedingungen $U_{KG}(0) = U_{SG}$ und $U_{KG}(L) = U_{DG}$. Alternativ kann eine der Randbedingungen durch $U_{DS} = \int_0^L F_x dx$ ersetzt werden.

Im Fall $0 > U_{GS} < U_{DS}$ ist U_{KG} immer positiv und es werden ausschließlich Löcher akkumuliert. Wird μ als konstant angenommen, so lässt sich Gleichung 2.7 mit den oben genannten Randbedingungen lösen. Die Lösung beschreibt den Potentialverlauf zwischen Source und Drain [18]:

$$U_{KG}(x) = \sqrt{U_{SG}^2 - \frac{x}{L}(U_{SG}^2 - U_{DG}^2)} = \sqrt{U_{GS}^2 - \frac{x}{L}(2U_{GS}U_{DS} - U_{DS}^2)} \quad (2.8)$$

Analog gilt dies auch für unipolare Elektronenakkumulation.

Mit Gleichung 2.7 ergibt sich der Drainstrom in Lochakkumulation ($U_{GS} \leq 0$)

$$I_D = \tilde{C} \frac{W}{L} \begin{cases} \mu_h U_{DS} \left(U_{GS} - \frac{1}{2} U_{DS} \right) & U_{GS} \leq U_{DS} \text{ (Linearbereich)} \\ \mu_h \frac{1}{2} U_{GS}^2 & U_{GS} \geq U_{DS} \text{ (Sättigung)} \\ \mu_h \frac{1}{2} U_{GS}^2 + \mu_e \frac{1}{2} (U_{DS} - U_{GS})^2 & U_{GS} \geq U_{DS} \text{ (ambipolarer Bereich)} \end{cases} \quad (2.9)$$

Abbildung 2.8 veranschaulicht die Potentialverläufe im OFET. Für $|U_{GS}| \gg |U_{DS}|$ ist die Dichte der akkumulierten Ladungsträger im Kanal und folglich auch dessen Leitfähigkeit annähernd konstant. Aufgrund der linearen Abhängigkeit von $I_D(U_{DS})$ wird dieser Arbeitsbereich Linearbereich genannt. Durch Erhöhen von $|U_{DS}|$ wird die Leitfähigkeit in der Nähe des Drainkontaktes reduziert. Bei $U_{GS} \rightarrow U_{DS}$ geht $U_{KG}(L) \rightarrow 0$. Dieser Punkt am Drain wird als „Pinch-Off“ bezeichnet. Hier gilt die Gradual-Channel-Approximation nicht mehr, da das laterale Feld sehr stark ist, während das Feld zum Gate hin gegen Null geht. Nach Gleichung 2.6 führt ein weiteres Erhöhen von $|U_{DS}|$ zu einem asymptotischen Anstieg des Schichtwiderstandes am „Pinch-Off“. U_{DS} hat dadurch keinen Einfluss mehr auf den Drainstrom (vgl. Gleichung 2.9), I_D sättigt.

In diesem sogenannten Sättigungsbereich könnten von der Drainelektrode Elektronen in den Kanal einfließen. Wenn die Elektronen effektiv injiziert und transportiert werden können, erhöhen die Elektronen die Leitfähigkeit am Drainkontakt. Die injizierten Elektronen rekombinieren mit den Löchern und verschieben dadurch den „Pinch-Off“ weg vom Drain in Richtung Source (siehe Abbildung 2.8: Ambipolarer Betrieb). Es entsteht eine Reihenschaltung eines Transistors in Lochakkumulation (p-Typ) und eines Transistors in Elektronenakkumulation (n-Typ). Drain befindet sich bei diesen Transistoren im Kanal in der sogenannten Rekombinationszone (siehe Abbildung 2.8: Ambipolarer Betrieb). Dieser Betriebszustand wird als ambipolarer Bereich bezeichnet [18].

Gleichung 2.9 kann auch mit auf die Gateelektrode bezogenen Spannungen dargestellt werden. Source und Drain seien hier so benannt, dass $U_{SG} \geq U_{DG}$. In diesem Fall erfolgt eine Lochinjektion aus Source und eine Elektroneninjektion aus Drain. Für $\mu_h = 0$ ergibt sich eine n-Typ- und für $\mu_e = 0$ eine p-Typ-Charakteristik.

$$I_D = \frac{\tilde{C}W}{2L} \begin{cases} +\mu_h U_{SG}^2 - \mu_h U_{DG}^2 & U_{DG} \geq 0, U_{SG} \geq 0 \text{ (Linearbereich, p-Typ)} \\ +\mu_h U_{SG}^2 + \mu_e U_{DG}^2 & U_{DG} \leq 0, U_{SG} \geq 0 \text{ (ambipolarer Bereich)} \\ -\mu_e U_{SG}^2 + \mu_e U_{DG}^2 & U_{DG} \leq 0, U_{SG} \leq 0 \text{ (Linearbereich, n-Typ)} \end{cases} \quad (2.10)$$

Nicht ideales Verhalten

Das eben beschriebene Modell beschreibt einen idealen Transistor. In realen Bauteilen weichen die Kennlinien jedoch deutlich von diesem Ideal ab.

Wie in Abbildung 2.6(c) dargestellt, ist die Ausgangskennlinie häufig verschoben. Diese Verschiebung wird als Schwellspannung U_{th} (engl.: threshold voltage) bezeichnet, die durch Substitution von $U_{GS} = U'_{GS} - U_{th}$ berücksichtigt werden kann. Die Schwellspannung ist in der Theorie für anorganische Feldeffekttransistoren als Beginn der starken Inversion definiert. Bei organischen Bauelementen ist sie lediglich ein Parameter, mit dem das Modell an die gemessenen Kennlinien angepasst wird [19]. Als Ursachen für die Verschiebung der Kennlinie um U_{th} werden in der Literatur Ladungsträgerfallen [20], Injektionsbarrieren an den Kontakten [21] und die Abhängigkeit der Beweglichkeit μ von der Ladungsträgerdichte [22] angeführt. Ist μ stark abhängig von der Ladungsträgerdichte, so ändert sich auch die Form der Kennlinie [22]. In Kapitel 4.1 wird dieser Effekt genauer betrachtet. Zeitabhängige Änderungen von U_{th} können beispielsweise durch das Füllen oder Leeren von Ladungsträgerfallen hervorgerufen werden [23].

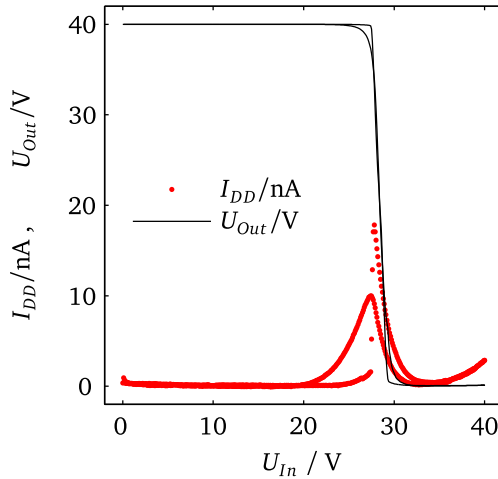
Ein weiterer Effekt, der häufig bei OFETs beobachtet wird, ist der in Abbildung 2.6(b) skizzierte S-förmige Verlauf der Ausgangskennlinie im Linearbereich. Im Linearbereich liegt nur eine geringe Spannung zwischen Source und Drain an, während der Kanal durch die akkumulierten Ladungsträger leitend ist. Werden aufgrund einer hohen Injektionsbarriere nicht ausreichend Ladungsträger in den Kanal injiziert, so begrenzt der Metall-Halbleiter-Kontakt den Strom. Der Strom an einem solchen Kontakt steigt nach Gleichung 2.3 bei hohen Feldstärken nichtlinear an. Sobald der differentielle Widerstand des Kontaktes gegenüber dem Kanal vernachlässigt werden kann, geht die Kennlinie wieder in eine Ausgangskennlinie über. Wie Kontakte mit hohen Injektionsbarrieren sich auf die Bauteilcharakteristika auswirken, hängt auch vom Aufbau der OFETs und insbesondere der Geometrie der Kontakte ab [24].

2.3 Integrierte Schaltungen

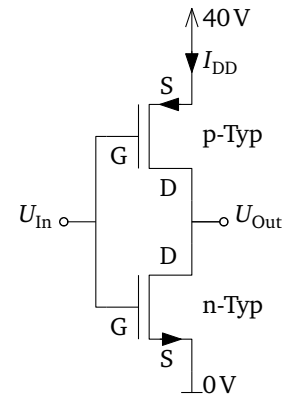
Um die für eine Applikation notwendige Funktionalität zur Verfügung zu stellen, werden OFETs zusammen mit anderen Bauelementen zu einer integrierten Schaltung zusammengeführt. Bei einer integrierten Schaltung werden die Bauteile der Schaltung und deren Verbindungen auf einem Substrat in einem gemeinsamen Fertigungsprozess hergestellt. Da alle Bauelemente eines Typs und auch die Verbindungen zwischen den Bauelementen jeweils gleichzeitig hergestellt werden, ist es durch die Integration möglich, sehr komplexe Schaltungen mit mehreren Milliarden Bauelementen wirtschaftlich zu realisieren. Für weitergehende Informationen zu integrierten Digital- und Analog-Schaltungen sei auf die Fachliteratur verwiesen [25]. In Folgenden wird an zwei Beispielen demonstriert wie OFETs in integrierten Schaltungen eingesetzt werden können. Dazu wurden aus den in dieser Arbeit untersuchten Bauteilen ein CMOS-Inverter und ein Speicherelement aufgebaut.

Inverter sind die einfachsten Grundbausteine einer Logikschaltung. In Logikschaltungen werden zumeist Signale mit zwei diskreten Zuständen verarbeitet. Eine Signalleitung führt Spannung ($U > U_1 \rightarrow$ Logisch 1) oder sie führt keine Spannung ($U < U_0 \rightarrow$ Logisch 0). Ein Inverter liefert an seinem Ausgang U_{Out} das Gegenteil des Signals, das an seinem Eingang U_{In} anliegt. Die Implementierung komplexer logischer Funktionen erfordert eine Reihenschaltung vieler solcher Grundschaltungen. Daher ist es erforderlich, dass die Spannung am Ausgang hoch bzw. niedrig genug ist, um im Folgenden Schaltungsteil sicher als 1 oder 0 erkannt zu werden. In Komplementären-Metall-Oxid-Halbleiter-Schaltungen (engl.: Complementary Metal Oxide Semiconductor (CMOS)) kann dies bei einer geringen Stromaufnahme gewährleistet werden.

Wie in Abbildung 2.9(b) zu sehen, werden in CMOS Schaltungen sowohl n-Typ als auch p-Typ Transistoren in der Schaltung verwendet. Die n-Typ-Transistoren werden derart verschaltet, dass sie eine leitende Verbindung von U_{Out} zu 0V herstellen, wenn der gewünschte Ausgangswert 0 ist. Andernfalls wird die Verbindung zu 0V durch einen Transistor unterbrochen. Im Falle



(a)



(b)

Abbildung 2.9.: Kennlinie (a) eines aus einem p-Typ- und einem n-Typ OFET aufgebauten CMOS-Inverters (b). Der Inverter wurde aus Pentacen basierten OFETs mit PMMA-Dielektrikum aufgebaut. Als Material für die Source- und Drain-Kontakte wurde im p-Typ-Bauteil Gold und im n-Typ-Bauteil Kalzium verwendet. Das Eingangssignal U_{In} wird invertiert als U_{Out} ausgegeben (maximale Verstärkung ≈ -21.6).

des Inverters wird dafür lediglich ein Transistor benötigt. Die p-Typ-Transistoren bilden eine zu den n-Typ-Transistoren komplementäre Schaltung. Diese Schaltung verbindet U_{Out} dann mit der Betriebsspannung 40V, wenn die n-Typ-Transistoren die Verbindung zu 0V unterbrechen. Dadurch fließt neben Leckströmen lediglich beim Wechsel zwischen 0 und 1 Strom und U_{Out} kann nahezu 0V bzw. die volle Betriebsspannung erreichen.

Der zur Demonstration aufgebaute organische CMOS-Inverter zeigt in der in Abbildung 2.9(a) dargestellten Kennlinie das gewünschte Verhalten. Durch die hohe Verstärkung ($U_{out} \approx 21,6U_{In}$) werden Eingangsspannungen bis $\approx 25V$ als 0 und ab $\approx 32V$ als 1 erkannt und entsprechend 40V bzw. 0V an U_{out} ausgegeben. Bei kleineren Betriebsspannungen wird diese Erkennung kritischer. Bei welcher Eingangsspannung der Inverter schaltet wird maßgeblich durch die U_{th} der OFETs bestimmt. Die in Abschnitt 2.2 genannte Instabilität von U_{th} ist daher unerwünscht. Der gepunktet aufgetragene Stromverbrauch des Inverters I_{DD} zeigt das für Inverter typische Maximum im Umschaltbereich. Auffällig ist der Anstieg des Stromes auf $I_{DD} \approx 3\text{ nA}$ bei $U_{In} = 40V$. Dieser Strom kann durch einen Elektronenstrom durch den p-Typ-Transistor erklärt werden.² Bei $U_{GS} = 0V$ und $U_{DS} = -40V$ wird nach Gleichung 2.9 kein Stromfluss für ein unipolares p-Typ-Bauteil erwartet. Können jedoch Elektronen injiziert und transportiert werden, so arbeitet der OFET bei diesen Spannungen im ambipolaren Bereich und leitet einen Elektronenstrom.

² Die am Eingang des Inverters gemessenen Gateleckströme sind außerhalb des Umschaltbereiches kleiner 0,6nA.

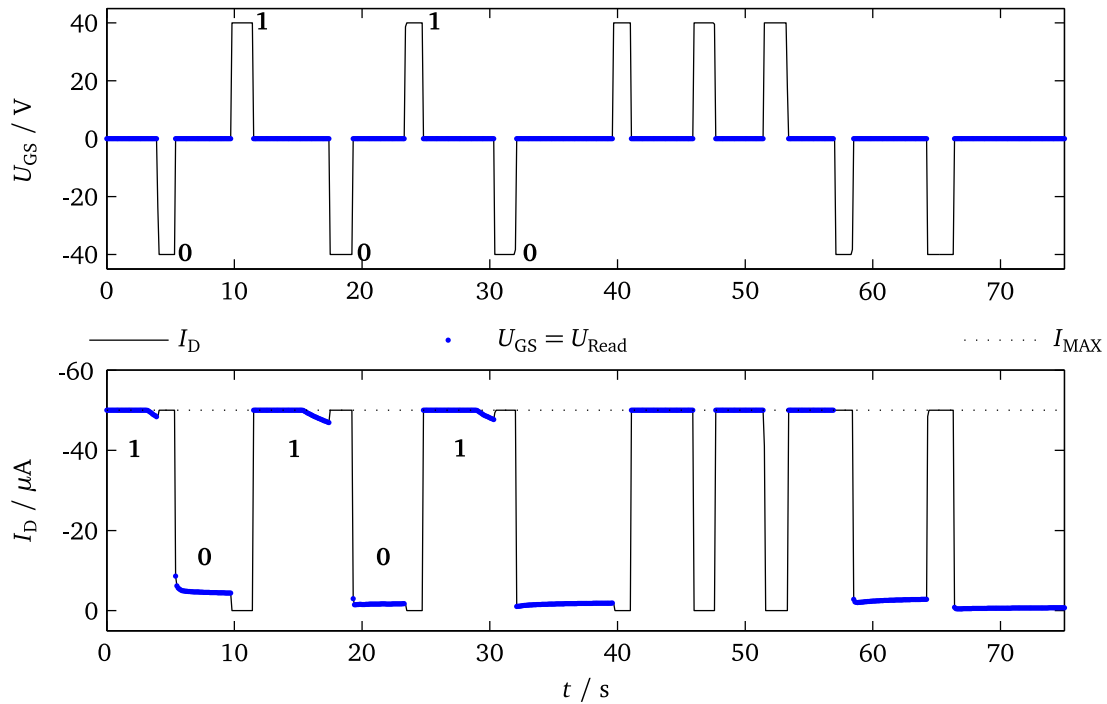


Abbildung 2.10.: Organisches Speicherelement: Der Pentacene basierte p-Typ OFET aus Kapitel 5.5 wird als Speicherelement betrieben. Durch Anlegen von $U_{GS} = \pm 40\text{V}$ wird das Speicherelement beschrieben. Bei $U_{GS} = 0\text{V}$ kann der aktuelle Zustand über I_D ausgelesen werden. $U_{DS} = -10\text{V}$ (Begrenzt auf $50\mu\text{A}$)

Solch eine Injektion bei hohen Feldstärken und mögliche Einflüsse auf die Stabilität des OFETs werden in Kapitel 5.3 diskutiert.

Während eine Instabilität von U_{th} bei der Verwendung von OFETs als Verstärker oder Schalter unerwünscht ist, kann sie in anderen Fällen auch erwünscht sein. Dies ist dann der Fall, wenn Informationen gespeichert werden sollen. Abbildung 2.10 zeigt beispielhaft den Betrieb des in Kapitel 5.5 untersuchten OFETs als Speicherelement. Dieser OFET wurde bewusst so hergestellt, dass U_{th} durch Beladen und Entladen von Ladungsträgerfallen im Transistorkanal stark verändert werden kann. Das Speicherelement wird hier durch Anlegen von $U_{GS} = \pm 40\text{V}$ beschrieben. Durch Anlegen von $U_{GS} = 0\text{V}$ wird der aktuelle Zustand ausgelesen. $I_D < -20\mu\text{A}$ kann dann z.B. als logisch 1 und $I_D > -20\mu\text{A}$ als logisch 0 interpretiert werden.

2.4 Rastersondenmikroskopie

Rastersondenmikroskopie (engl. Scanning Probe Microscopy, SPM) ist ein Oberbegriff für eine ganze Reihe von Methoden, die alle auf einer einfachen Idee basieren: Eine Sonde wird in die Nähe der Probe gebracht und die Interaktion der Sonde mit der Probe beobachtet, während die Sonde über die Probe bewegt wird. Die Bewegung wird häufig durch Piezoaktoren

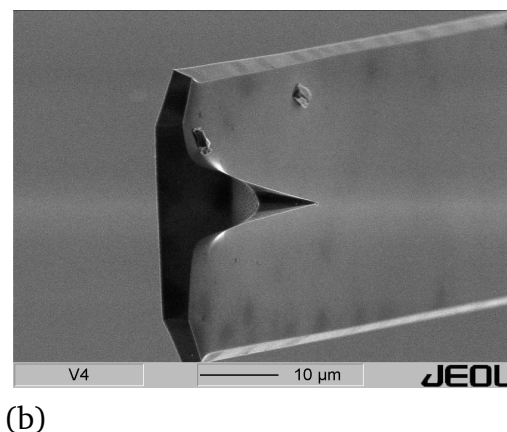
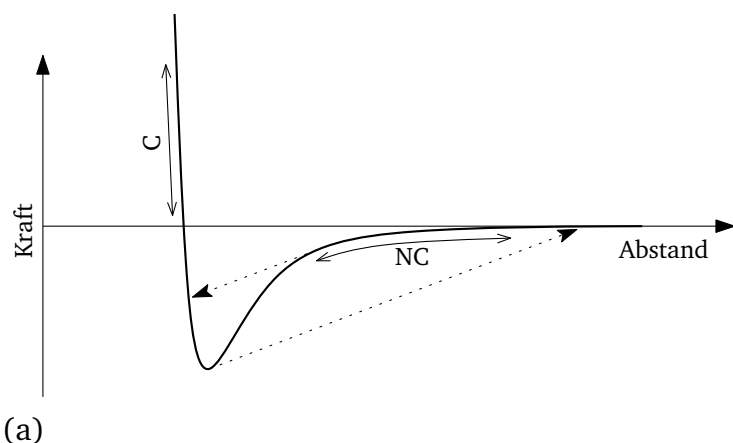


Abbildung 2.11.: (a) Kraft auf eine Messspitze in unmittelbarer Nähe zur Probe (Hier näherungsweise aus dem Lennard-Johnes-Potential berechnet). Auf die Spitze wirken im Kontaktbetrieb (C) repulsive Kräfte und im Nicht-Kontakt-Betrieb (NC) attraktive Kräfte. Die Pfeile skizzieren den Sprung der Spitze zur Oberfläche hin beim Annähern, sowie von der Oberfläche weg beim Entfernen der Sonde [29]. (b) REM-Bild einer der verwendeten Messspitzen auf einem Cantilever.

realisiert. Die Sonde hat dabei meist die Form einer Messspitze (engl.: Tip), um eine hohe Auflösung zu erzielen. Der Abstand zur Probe kann gemessen oder geregelt werden, indem die Stärke einer bestimmten Interaktionsgröße beobachtet und ggf. durch Änderung des Abstandes auf dem gewünschten Wert gehalten wird. Eines der ältesten SPM-Verfahren ist die Rastertunnelmikroskopie (engl.: Scanning Tunnel Microscopy, STM) [26]. Hier wird eine leitfähige Spitze als Sonde auf eine leitfähige Probe zubewegt. Sobald der Abstand klein genug ist, können Elektronen zwischen Probe und Sonde tunneln und es kommt zu einem Stromfluss. Durch Messen dieses Stromes und Nachregeln der Höhe der Messspitze kann die Probenoberfläche abgetastet werden. Auf hinreichend glatten Oberflächen können mit dieser Methode sogar die Schwankungen der Elektronendichte mit atomarer Auflösung erfasst werden.

Ein Rasterkraftmikroskop (engl.: Atomic Force Microscope, AFM) dagegen verwendet die Kraft zwischen Probe und Sonde als zentrale Messgröße. Dabei sitzt die Messspitze meist wie in Abbildung 2.11(b) auf einem mikromechanisch hergestellten Cantilever (engl. für Biegebalken bzw. Blattfeder). Die Kräfte an der Messspitze führen zu einem Verbiegen des Cantilevers. Diese Verbiegung wurde bei den ersten Versuchen mit einem STM gemessen [27]. Heute wird häufig ein auf der Rückseite des Cantilevers reflektierter Laserstrahl zur Messung der Verbiegung des Cantilevers verwendet. Die Ablenkung des Laserstrahls wird dabei als Maß für die Kraft verwendet. Dieses Verfahren wird auch in dem hier verwendeten Omicron VT AFM eingesetzt. Es sei der Vollständigkeit halber erwähnt, dass durch den Fortschritt bei der Fertigung mikromechanischer Systeme zunehmend auch aktive Sonden eingesetzt werden. Bei diesen Sonden wird die Kraft auf die Messspitze noch in der Sonde in elektrische Signale umgesetzt [28].

Die Kraft zwischen Probe und Spitze setzt sich aus vielfältigen Komponenten zusammen. Wie in Abbildung 2.11(a) skizziert, wird die Spitze beim Annähern zunächst von der Probe angezogen. Wird der Abstand weiter verringert, so dominieren abstoßende Kräfte. Unter den anziehenden Kräften sind besonders die Van-der-Waals-Kräfte

$$K_{\text{vdW}} = -\frac{Hr_{\text{Spitze}}}{6d_{\text{Spitze}}^2} \quad (2.11)$$

mit der Hamaker-Konstante H , dem Spitzenradius r_{Spitze} und dem Abstand d von Bedeutung [29]. Zusätzlich sind, wie in Kapitel 2.4 diskutiert, bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten elektrostatische Kräfte (Gleichung 2.15) zu berücksichtigen.

Beim Abtasten der Probe werden verschiedene Arbeitsmodi unterschieden. Diese Modi arbeiten in verschiedenen Kraftbereichen. In Abbildung 2.11(a) sind die Arbeitsbereiche für den häufig verwendeten Kontaktmodus (C) sowie für den Nicht-Kontakt-Modus (NC) markiert.

Im Kontaktmodus drückt der Cantilever die Spitze an die Probe. Während die Probenoberfläche abgefahren wird verursacht die Topografie der Probe eine unterschiedlich starke Verbiegung des Cantilevers. Ein Regelkreis kompensiert diese Änderungen, indem er die Sonde auf die Probe zu oder von ihr weg bewegt. Dadurch tastet die Messspitze die Probe mit einer konstanten Kraft von wenigen nN ab. Das Messergebnis ist eine Fläche konstanter Kraft zwischen Spitze und Probe. Bei einer ausreichend kleinen Spitze gibt diese Fläche in guter Näherung die Probenoberfläche wieder.

Im „Nicht-Kontakt-Betrieb“ (engl.: non contact mode, NC mode oder auch „true“ NC mode) befindet sich die Spitze in einem Abstand zur Probe, in dem sie nicht mehr abgestoßen, sondern von der Probe angezogen wird. Dies geschieht z.B. durch Van-der-Waals-Kräfte oder andere Wechselwirkungen wie die in dieser Arbeit ausgenutzten elektrostatischen Kräfte. Für diese Arbeit ist besonders von Bedeutung, dass im NC-Betrieb der Abstand von Spitze und Probe so groß gewählt werden kann, dass kein signifikanter Strom zwischen Spitze und Probe fließt. Dies ermöglicht es, eine Spannung zwischen Spitze und Probe anzulegen ohne einen Strom in die Probe einzuprägen. Wird die zwischen Spitze und Probe angelegte Spannung richtig gewählt, so kann die elektrostatische Kraft zwischen Spitze und Probe detektiert, reduziert und im Idealfall eliminiert werden (s. Abschnitt 2.4). Aus den dabei gewonnen Informationen können dann Unterschiede im Oberflächenpotential der Probe erfasst werden.

Ein stabiles Abtasten der Oberfläche im NC-Betrieb wird durch eine Oszillation des Cantilevers erreicht. Vereinfacht betrachtet bildet der Cantilever zusammen mit der Messspitze ein Feder-

Masse-System mit der Masse m und der Federkonstante D . Die Oszillation des Systems wird z.B. durch einen Piezoaktor aufrechterhalten.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{D}{m}} \quad (2.12)$$

Nähert sich die in Richtung z schwingende Messspitze der Probe, so wirken die attraktiven Kräfte K wie eine zusätzliche Feder, die die Resonanzfrequenz

$$f_{\text{Cant}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{D - \partial K / \partial z}{m}} \quad (2.13)$$

des Systems beeinflusst³. Dabei ist der Kraftgradient und nicht der Absolutwert der Kraft für die Änderung der Resonanzfrequenz entscheidend. Die Änderung der Resonanzfrequenz wird abhängig von der Güte des mechanischen Oszillators auf unterschiedliche Weise erfasst.

Bei Messungen an Luft ist die Güte des mechanischen Oszillators durch die Dämpfung der Schwingung in der Regel gering. Hier wird der Biegebalken mechanisch mit einer festen Frequenz nahe der Resonanzfrequenz angeregt. Ein Verschieben der Resonanzfrequenz führt hier zu einer Amplitudenänderung, die z.B. durch die Laserablenkung gemessen werden kann.

Im Vakuum schwingt der Biegebalken durch die geringere Dämpfung zu lange nach, um über die Amplitude ausreichend schnell messen zu können. Daher wird hier eine Rückkopplung verwendet, die das verstärkte Signal der Auslenkung des Biegebalkens phasenverschoben zur mechanischen Anregung des Biegebalkens verwendet. Dadurch schwingt der Biegebalken mit seiner Eigenresonanzfrequenz. Die durch die Interaktion mit der Probe verursachte Verschiebung dieser Frequenz $\Delta f = f_{\text{Cant}} - f_0$ dient dann als Messgröße für $\partial K / \partial z$. Dazu wird

$$\partial K / \partial z \propto \Delta f \quad (2.14)$$

angenommen. Bei diesem Verfahren wird ein weiterer Regler benötigt, der die Oszillationsamplitude des Biegebalkens durch Anpassung der Rückkopplung konstant hält. Ansonsten kommt es aufgrund der hohen Güte des mechanischen Oszillators zur Resonanzkatastrophe.

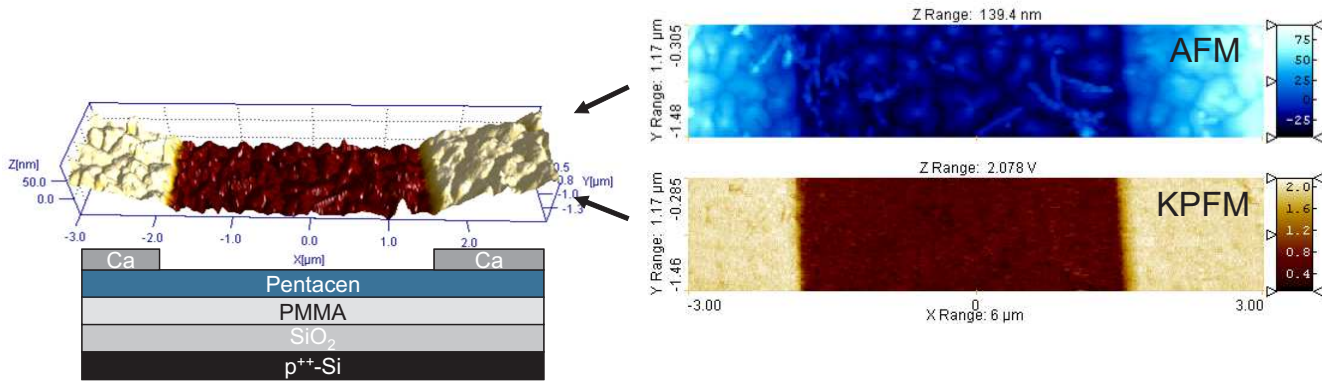


Abbildung 2.12.: Beispiel einer KPFM-Messung: Topografie (AFM, rechts oben) und Oberflächenpotential (KPFM, rechts unten) wurden simultan aufgezeichnet. Links oben wurde eine dreidimensionale Darstellung der Topografie entsprechend dem gemessenen Oberflächenpotential eingefärbt. Links unten ist der schematische Aufbau des vermessenen OFETs dargestellt. Während der Messung waren die Kontakte des OFETs geerdet. Das höhere Potential der Ca-Kontakte kann durch die geringe Austrittsarbeit von Kalzium erklärt werden.

Kelvinsondenkraftmikroskopie

Kelvinsondenkraftmikroskopie (engl. Kelvin Probe Force Microscopy, KPFM) ist ein 1991 von Weaver und Abraham vorgestelltes Verfahren zum orts aufgelösten Messen von Oberflächenpotentialen bei gleichzeitiger Erfassung der Topografie [30]. Bei diesem Verfahren werden AFM-Techniken und das Konzept der Kelvin-Sonde kombiniert. KPFM erlaubt Einblicke in die Potentialverhältnisse in anorganischen und organischen mikroelektronischen Bauteilen [31]. Abbildung 2.12 zeigt exemplarisch den Kanal eines mit KPFM vermessenen OFETs. Das Oberflächenpotential der Ca Kontakte hebt sich deutlich vom Kanalbereich ab.

Bereits 1898 berichtete Lord Kelvin über ein Verfahren zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz zweier Metalle [32]. Er baute einen Kondensator mit Platten aus zwei unterschiedlichen Metallen (Abb. 2.13(a)). Durch Herstellen einer elektrischen Verbindung zwischen den beiden Kondensatorplatten wird ein Ladungsaustausch zwischen den Platten ermöglicht. Somit können sich die Fermi-niveaus in den beiden Platten angleichen. Durch den Ladungsaustausch wird der Kondensator, wie in Abbildung 2.13(b) veranschaulicht, geladen und ein elektrisches Feld zwischen den Platten aufgebaut. Indem er die elektrische Verbindung trennte und eine der Platten an ein Elektrometer führte, konnte er testen ob eine solche Aufladung stattgefunden hatte.

Zur Bestimmung der Kontaktpotentialdifferenz verband er die Kondensatorplatten nicht direkt, sondern lud den Kondensator über eine einstellbare Spannungsquelle U_K auf (Abbildung 2.13(c)). Dann suchte er die Spannung, bei der er nach dem Trennen keine Aufladung

³ Hier wird angenommen, dass die Oszillation des Biegebalkens klein gegenüber der Reichweite der attraktiven Kräfte ist und somit eine lineare Näherung für $K(z)$ angenommen werden kann.

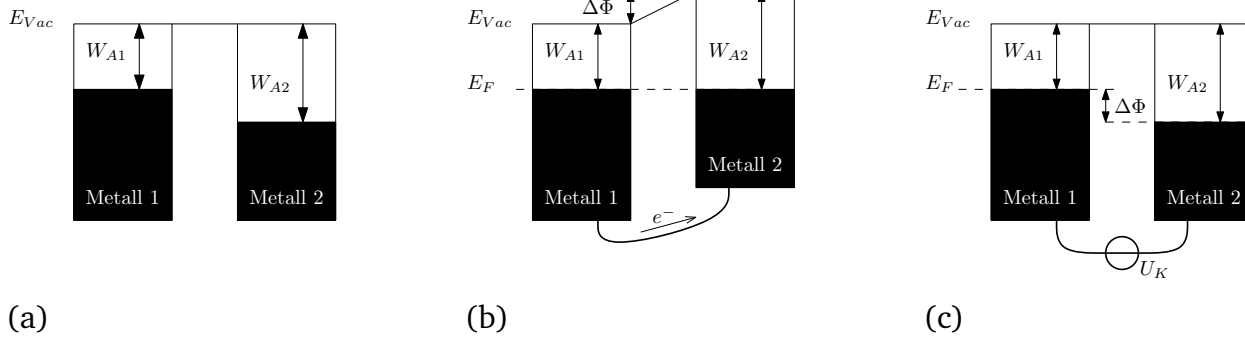


Abbildung 2.13.: Energieniveauschemata zweier Metalle mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten W_{A1} und W_{A2} vor dem Kontakt (a), bei elektrischem Kontakt (b) und bei Kompensation der inneren Spannung durch Anlegen einer externen Spannung U_K (c)

des Kondensators mehr feststellen konnte. Auf diese Weise konnte er die Kontaktpotentialdifferenz der beiden Kondensatorplatten $\Delta\Phi = U_K$ bestimmen. Nach diesem Grundprinzip arbeiten auch heutige Kelvin-Sonden noch. Das Suchen der passenden Spannung erfolgt heute meist automatisiert und es wird in der Regel kein Elektrometer mehr verwendet, um zu erkennen ob Ladung im Kondensator gespeichert ist. Stattdessen werden die beiden Platten über ein Amperemeter verbunden, das den durch eine Änderung des Plattenabstandes d induzierten Strom $I = U \partial C / \partial d$ erfasst. Dadurch kann die Verbindung zwischen den Kondensatorplatten bestehen bleiben und U_K kontinuierlich nachgeführt werden. Die Kelvin-Sonde ist im Grunde eine kleine Kondensatorplatte, deren Höhe vertikal verändert werden kann. Die Sonde wird über die zu untersuchende Oberfläche gehalten. Die laterale Auflösung ist durch den Abstand und die Größe der Kondensatorplatte limitiert. Eine hohe laterale Auflösung wird jedoch nicht erreicht, da die Kapazität der Kondensatoranordnung bereits bei Sonden im Millimeterbereich so klein wird, dass der Umladestrom kaum noch aufgelöst werden kann.

Die Ladungen im Kondensator werden bei einer Änderung des Plattenabstandes nicht nur umgeladen, sondern ziehen sich auch gegenseitig mit der Kraft

$$K_e = -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} (U_K - \Delta\Phi)^2 \quad (2.15)$$

an. Bei KPFM wird diese Kraft verwendet, um die Aufladung der Kelvinsonde zu detektieren.

Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, können mit einem AFM extrem kleine Kräfte aufgelöst werden. Dies wird bei KPFM ausgenutzt, indem die Messspitze eines AFMs als Kelvinsonde eingesetzt wird. Kleine K_e können auf diese Weise detektiert werden. Die auf die Spitze wirkenden Kräfte werden durch kontinuierliches Nachführen der Spannung U_K minimiert und so die Abgleichbedingung der Kelvinsonde $\Delta\Phi = U_K$ erfüllt. Dadurch wird auch die Beeinflussung der Probe

durch die Messspitze minimiert. Im Idealfall verschwindet K_e wenn $\Delta\Phi$ durch U_K ausgeglichen wurde.

Bei den KPFM-Techniken werden zwei Varianten unterschieden. Sie unterscheiden sich in der Beeinflussung der mechanischen Oszillation des Cantilevers. Bei KPFM mit Detektion durch Amplituden-Modulation (AM-KPFM) wird der Cantilevers durch die elektrostatische Kraft K_e auf einer Resonanzfrequenz zum Schwingen angeregt [33]. Dagegen wird bei KPFM mit Detektion durch Frequenz-Modulation (FM-KPFM) die Frequenz einer mechanisch angeregten Schwingung des Cantilevers durch den Gradienten der elektrostatischen Kraft $\partial K/\partial z$ moduliert [34].

Bei beiden Methoden wird U_K mit einer Wechselspannung U_{ac} moduliert.

$$U_K = U_{dc} + U_{ac} = U_{dc} + \sin(\omega_{ac}t)\hat{U}_{ac} \quad (2.16)$$

$$K_e = -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \left((U_{dc} - \Delta\Phi)^2 + 2(U_{dc} - \Delta\Phi)U_{ac} + U_{ac}^2 \right) \quad (2.17)$$

Dadurch erhält auch K_e zwei zeitabhängige Anteile mit den Frequenzen ω_{ac} und $2\omega_{ac}$. Die Amplitude

$$\hat{K}_e(\omega_{ac}) \propto U_{dc} - \Delta\Phi \quad (2.18)$$

ist für die Kelvinmessung von Interesse, da sie null wird, wenn die Abgleichbedingung $\Delta\Phi = U_{dc}$ erfüllt ist.

Bei AM-KPFM wird für ω_{ac} eine Resonanzfrequenz des Cantilevers gewählt. Ist $U_{dc} \neq \Delta\Phi$, so wird durch $\hat{K}_e(\omega_{ac})$ eine Schwingung des Cantilevers bei ω_{ac} angeregt. Diese Schwingung kann über die Verbiegung des Cantilevers detektiert werden. Aus der Phase wird bestimmt, ob U_{dc} kleiner oder größer $\Delta\Phi$ ist. Eine Regelung nutzt diese Information um U_{dc} so anzupassen, dass $U_{dc} \approx \Delta\Phi$ gilt. Um parallel eine Topografiergelung zu ermöglichen, wird ω_{ac} außerhalb des für die NC-Topografiergelung verwendeten Frequenzbereichs gewählt.

Auch bei FM-KPFM wird die elektrostatische Kraft durch Anlegen einer Wechselspannung an die Spitze moduliert. Hier wird ω_{ac} jedoch deutlich kleiner als die Resonanzfrequenz des Cantilevers gewählt. Der Cantilever wird wie im normalen NC-Betrieb mechanisch zum Schwingen angeregt. Der Gradient der elektrostatischen Kraft wirkt dann wie eine zusätzliche Feder im oszillierenden Feder-Masse-System, genau wie die anderen Kräfte zwischen Spitze und Probe. Diese Kraftgradienten verstimmen nach Gleichung 2.14 die Resonanzfrequenz des Feder-Masse-Systems um Δf . Durch die angelegte Wechselspannung werden die Gradienten der elektrostatischen Kräfte und auch die durch sie verursachten Frequenzverschiebungen moduliert. Da-

durch wird der elektrostatische Anteil in Δf im Frequenzbereich von den übrigen Einflüssen unterscheidbar und kann aus dem Δf -Signal herausgefiltert werden. Hier wird also $\partial K_e / \partial z$ detektiert während bei AM-KPFM K_e detektiert wird.

3 Experimentelles und Methoden

In dieser Arbeit wurden orts aufgelöste Messungen des Oberflächenpotentials zur Untersuchung von OFETs im Betrieb eingesetzt. Für die in-situ Messung des Oberflächenpotentials der OFETs wurde auf Basis des vorhandenen „Omicron VT AFM“-Rastersondenmikroskopes der in Abschnitt 3.5 beschriebene KPFM-Messaufbau realisiert. Für die Herstellung geeigneter Proben wurde auf Basis der verfügbaren Dünnschichttechnik ein flexibler Prozess mit Schattenmasken-Lithografie entwickelt. Aufgrund von Beschränkungen des Rastersondenmikroskopes war es dabei notwendig, die minimale Kanallänge der im Institut hergestellten OFETs von $\approx 100\mu\text{m}$ auf $\approx 5\mu\text{m}$ zu reduzieren.

Im Folgenden werden die verwendeten Präparations- und Charakterisierungsschritte beschrieben. Anschließend wird der im Rahmen dieser Arbeit etablierte $5\mu\text{m}$ -Prozess und der entstandene KPFM-Aufbau erläutert.

3.1 Verwendete Materialien

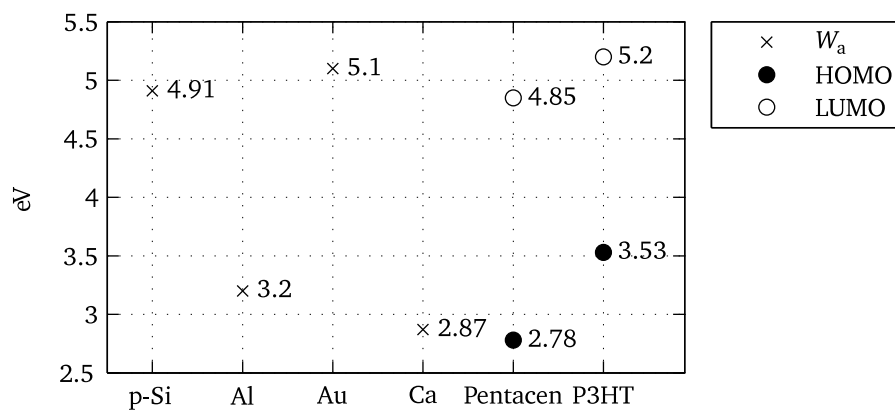
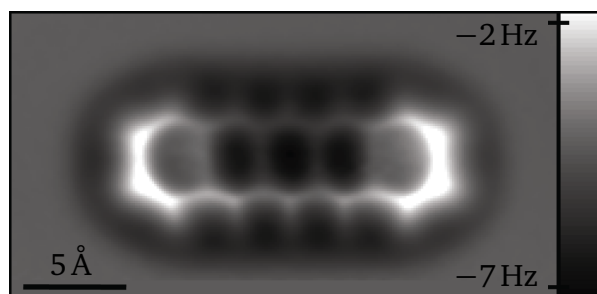
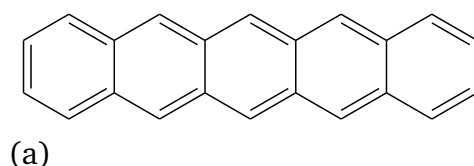
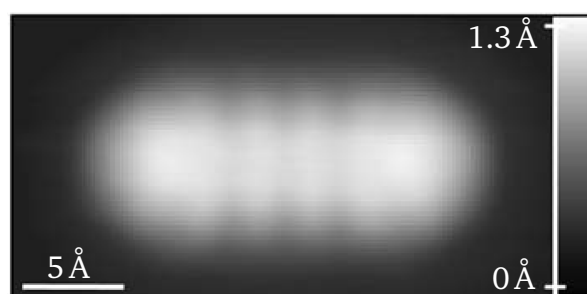


Abbildung 3.1.: Austrittsarbeiten der in den OFETs verwendeten Materialien: *p*-dotiertes Silizium (100) [35], Al [36], Au, Ca [35] sowie die energetischen Lagen von HOMO bzw. LUMO der verwendeten OHL Pentacen [37] und P3HT [38]

In den hier untersuchten OFETs wurde Pentacen als OHL eingesetzt. Für die Source- und Drain-Kontakte wurde Kalzium oder Gold verwendet und als Gateisolator kam SiO_2 und Polymethylmethacrylat (PMMA) zum Einsatz. Als Substrat diente *p*-dotiertes Silizium und die Pads für die Kontaktierung der Probe wurden mit Aluminium mechanisch verstärkt. Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht von Austrittsarbeiten bzw. HOMO/LUMO-Energien dieser Materialien. Über die



(b) AFM-Bild aus [41]



(c) STM-Bild aus [41]

Abbildung 3.2.: Darstellungen des organischen Halbleiters Pentacen. Die Strukturformel (a) zeigt die für OHL typischen konjugierten Doppelbindungen. In (b) und (c) sind Messungen an einem einzelnen Pentacenmolekül auf einer Cu(111) Oberfläche dargestellt. Für die Erfassung dieser Bilder wurde die Oberfläche mit einem CO-Molekül als Messspitze abgetastet. Das non-contact AFM-Bild (b) stellt die mechanische Interaktion mit der Spitze dar. Hier sind die einzelnen Atomrümpfe der Pentacenmoleküls zu erkennen. Das STM-Bild (c) ist empfindlich gegenüber elektronischen Zuständen in der Nähe des Fermi-niveaus. Da diese Zustände über das gesamte Molekül delokalisiert sind, können in diesem Bild keine einzelnen Atome erkannt werden [41].

energetische Lage der Fermi-niveaus in den Metallen zu HOMO bzw. LUMO des OHL kann eine eventuell zu erwartende Energiebarriere für die Injektion von Ladungsträgern abgeschätzt werden (Kapitel 2.1). Au wurde daher für Kontakte mit guter Lochinjektion verwendet und Ca bei Kontakten zur Elektroneninjektion eingesetzt.

Der organische Halbleiter Pentacen ist ein häufig in OFETs eingesetzter und intensiv untersuchter OHL. Daher wurde Pentacen zur Herstellung der hier untersuchten Modellsysteme eingesetzt. Das hier verwendete Pentacen wurde in der Qualität „fluorecence grade“ von Sigma-Aldrich bezogen [39] und nach dem bei Ahles [40] beschriebenen Prozess durch Sublimation in Ar/H₂-Atmosphäre gereinigt. Schließlich wurde es durch thermisches Verdampfen im Vakuum (engl.: Physical Vapor Deposition, PVD) bei Raumtemperatur auf den Proben abgeschieden. In Abbildung 3.2 ist ein einzelnes Pentacenmolekül dargestellt. In der Strukturformel ist zu erkennen, dass sich das konjugierte π -Elektronensystem über die gesamte Länge des Pentacenmoleküls erstreckt. Forschern bei IBM ist es gelungen, die Struktur von Pentacen mit AFM sichtbar zu machen und diese Moleküle zusätzlich mit STM zu untersuchen [41]. In Abb. 3.2(b) ist ein entsprechendes AFM-Bild dargestellt, in dem die Struktur von Pentacen zu erkennen ist. Im STM-Bild dieses Moleküls in Abb. 3.2(c) ist die atomare Struktur dagegen nicht zu erkennen. Nach Gross et al. [41] kann dies dadurch erklärt werden, dass STM die elektronischen Zustände in der Nähe des Fermi-niveaus erfasst und diese Zustände durch die Konjugation über das ganze

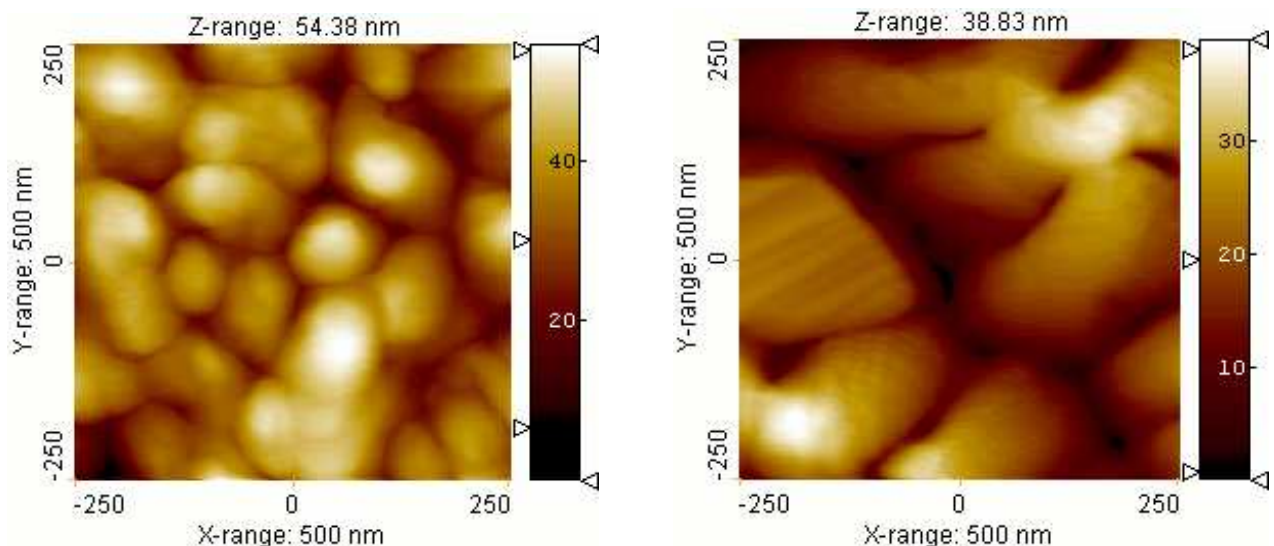


Abbildung 3.3.: Topografie einer 50 nm dicken Pentacenschicht auf Au (links) und SiO₂ (rechts).

Molekül verteilt sind. In OFETs liegen die Pentacenmoleküle meist in polykristallinen Dünnschichten vor. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen, bildet Pentacen dabei abhängig vom Untergrund unterschiedlich große, charakteristische Kristallite.

Sofern nicht anders angegeben, wurden die in dieser Arbeit verwendeten Proben auf Bor dotierten Si-Wafern mit einem spezifischen Widerstand von $0,01 \, \Omega \, \text{cm}$ bis $0,02 \, \Omega \, \text{cm}$ aufgebaut. Es wurden $\langle 100 \rangle$ Wafer gewählt, um die Substrate entlang der Kristallorientierung brechen zu können. Als Gatedielektrikum wurden vom Lieferanten 100 oder 200 nm SiO₂ ($\epsilon_r = 3,9$ [17]) thermisch aufgewachsen und die Rückseite anschließend freigeätzt, um die Kontaktierung zu erleichtern. Neben SiO₂ wurde Polymethylmethacrylat (PMMA) als Gateisolator verwendet ($\epsilon_r = 3,5$ [42], Brechungsindex: 1,49 [43]). Hier wurde als PMMA der Thermoplast „PLEXIGLAS®7N“ (Evonik, Degussa) verwendet und zur Verarbeitung in Butylacetat (Siedepunkt 127 °C [44, CAS 123-86-4]) oder Tetrahydrofuran (THF, Siedepunkt 64 °C [44, CAS 109-99-9]) gelöst.

3.2 Probenpräparation

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben wurden sofern möglich mit in der Arbeitsgruppe etablierten Prozessen hergestellt. Hier werden die einzelnen Prozessschritte und der generelle Prozessablauf beschrieben. Die Schichtfolgen und Prozessabläufe für die Herstellung der einzelnen Proben werden bei den entsprechenden Experimenten angeführt.

Die Wafer mit thermischem SiO₂ wurden mit einem Glasschneider in quadratische Substrate mit $\approx 17,5 \, \text{cm}$ Kantenlänge zerteilt und 15 min bei Raumtemperatur in einem Ultraschallbad mit einer alkalischen Reinigungslösung (5 %vol „deconex PF 15“ (Borer Chemie AG, Zuchwil,

Material	Rate [nm/s]	Quelle
Pentacen	0,2	Mo-Schiff mit Quarztiegel
Au	0,2	W-Schiff (Mulde: $\varnothing = 1\text{ cm}$) (Umicore Materials AG)
Ca	0,2	Mo-Schiff mit Abdeckung (Umicore Materials AG)
Al	0,3 bis 1	Keramikschiß mit Tiegel (CreaPhys GmbH)

Tabelle 3.1.: *Aufdampfzeiten und verwendete Verdampfungsquellen*

Schweiz) in DI-Wasser) gereinigt. Jeweils nach dem Brechen und nach nasschemischer Reinigung wurden die Substrate mit deionisiertem Wasser (DI-Wasser) aus einem Millipore ELIX 10 System gespült. Nach der Reinigung wurden die Substrate mit N_2 trocken geblasen. Zur weiteren Prozessierung wurden die Substrate in ein Inertgas-System mit N_2 -Atmosphäre (MBRAUN UNILab mit Aktivkohlefilter, $\text{H}_2\text{O} < 1\text{ ppm}$, $\text{O}_2 < 5\text{ ppm}$) überführt¹.

Zum Aufschleudern von Polymerschichten aus Lösung wurde ein im Inertgas-System installierter Spincoater (P-6708D, Specialty Coating Systems, UK) eingesetzt. In den verwendeten Rezepten wird möglichst schnell auf die gewünschte Drehzahl (meist 3000 RPM) beschleunigt und diese dann 30 s gehalten. Direkt nach dem Aufschleudern wurden die Proben auf einer Heizplatte gehärtet. Dieses Vorgehen hatte sich in vorangegangenen Arbeiten bewährt [39].

Optional wurde die SiO_2 -Oberfläche der Substrate mit dem Haftvermittler Hexamethyldisilazan (HMDS) behandelt. Dazu wurden die Substrate auf einen Kupferblock gelegt. Der Block wurde bei $200\text{ }^\circ\text{C}$ auf einer Heizplatte im Inertgas-System erhitzt. Der heiße Block mit den Substraten wurde in einen Exsiccator mit einem offenen HMDS-Gefäß gestellt. Durch kurzzeitiges Evakuieren wurde eine HMDS-Atmosphäre erzeugt. Nach 10 min wurden die Substrate wieder entnommen. Der Einfluss der Oberflächenbehandlung mit HMDS wurde durch Messung des Kontaktwinkels mit Wasser überprüft. Der beobachtete Kontaktwinkel erhöhte sich durch die Behandlung von ca. 29° auf ca. 67° .

Für das Beschichten der Proben mit Metallen und kleinen organischen Molekülen wurde ein System aus zwei Balzers Vakuumbeschichtungsanlagen verwendet. Der Aufbau dieses Systems ist in der Arbeit von A. Hepp [45] dargestellt. Unter Vakuum werden die in einem Halter montierten Proben in die Beschichtungsanlage transportiert. Die Kammer für Metallbeschichtungen wurde durch eine wassergekühlte Öldiffusionspumpe evakuiert. Die Evakuierung der Kammer für organische Schichten erfolgte durch eine Kryopumpe. Die Materialien wurden durch thermisches Verdampfen (engl.: Physical Vapor Deposition, PVD) auf den Proben abgeschieden. Die Schichtdicke wurde während des Prozesses durch einen Schwingquarz gemessen und die Aufdampfrate durch Anpassen der Heizleistung geregelt. Die für die jeweiligen Materialien verwendeten Quellen und Aufdampfzeiten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

¹ Die Erfassung der Sauerstoffkonzentration ist durch eine Querempfindlichkeit des O_2 -Sensors gegenüber den verwendeten Lösemitteln eingeschränkt.

Die Proben sind in diesem System ca. 20 cm von den Quellen entfernt [40]. Durch ein Positioniersystem können die Proben in einer Ebene über den Quellen verfahren werden. Die laterale Strukturierung der aufgetragenen Schichten erfolgt durch Schattenmasken, die mit den Proben in den Probenhalter eingelegt werden. Zusätzlich können in der Vakuumkammer Schattenmasken unter den Probenhalter geschoben werden. Der in Abschnitt 3.4 beschriebene Schattenmasken-Prozess nutzt dieses mechanische System, um OFETs mit Kanallängen von wenigen Mikrometern zu realisieren.

Zur Kontrolle der Schichtdicken wurde ein Profilometer (Dektak II) verwendet. Bei weichen, transparenten Materialien, wie z.B. PMMA, wurde ein Spektralellipsometer (SE 850, SENTECH Instruments GmbH) zur Schichtdickenmessung verwendet. Dabei wurden Wellenlängenbereiche mit möglichst geringer Absorption gewählt und ein konstanter Brechungsindex n für die Schicht angenommen. Mit dem in Kapitel 3.5 beschriebenen Rastersondenmikroskop wurde die Topografie der abgeschiedenen Schichten und bei dünnen, strukturierten Schichten auch deren Dicke an einer Filmkante gemessen. Zur Untersuchung der Strukturierung der Schichten und insbesondere der $5\mu\text{m}$ -OFET-Kanäle wurde ein Rasterelektronenmikroskop (REM) der Firma JEOL eingesetzt.

3.3 Bauteilcharakterisierung

Die Charakterisierung der hergestellten OFETs erfolgte in Stickstoffatmosphäre (MBRAUN UNILab, $\text{H}_2\text{O} < 1\text{ ppm}$, $\text{O}_2 < 1\text{ ppm}$) mit einem Halbleitertestsystem (HP-4155A, Agilent/Hewlett-Packard). Der Gatekontakt erfolgte über die Probenplatte des Messplatzes während Source und Drain über Kontaktnadeln angeschlossen wurden. Drain und Gate wurden mit je einer Source-Measure-Unit² (SMU) verbunden. Source war mit der Masse des HP-4155A verbunden.

Zur Standard-Charakterisierung wurde zunächst eine Ausgangskennlinienschar und wenige Sekunden später eine Transferkennlinienschar aufgenommen. Zu Beginn jeder Kennlinie wurde nach dem Anlegen der Spannungen 1 s gewartet. Zusätzlich wurde vor jedem Datenpunkt der Kennlinie nach dem Erhöhen oder Absenken der entsprechenden Spannungen 100 ms gewartet. Sofern nicht anders angegeben, wurden die Kennlinien sowohl mit fallenden, als auch mit steigenden Spannungen gemessen. Mit diesen doppelten Messungen können Veränderungen des Bauteils während der Messung erkannt werden.

Während der KPFM-Experimente wurden die OFETs im Omicron VT-AFM eingebaut und kontaktiert. Für die Charakterisierung wurde der HP-4155A über die Vakuumdurchführungen des UHV-Systems mit der Probe verbunden. Das Gate des OFETs ist im VT AFM geerdet, daher war

² Programmierbare Spannungs-/Stromquelle mit integriertem Ampere-/Voltmeter

	VT-AFM	Standardprozess	5 μm Prozess
Abtastbereich/Kanallänge	$\approx 9 \times 9 \mu\text{m}$	100 μm	5 μm
Probe/Substrat	11x3 bzw. $11 \times 11 \text{ mm}$	$17,5 \times 17,5 \text{ mm}$	$8,75 \times 2,5 \text{ mm}$
einzelner OFET		$17,5 \times 5,83 \text{ mm}$	$8,75 \times 2,5 \text{ mm}$

Tabelle 3.2.: Geometrie von Proben und VT-AFM

es aus baulichen Gründen bereits mit der Masse des HP-4155A verbunden. Die beiden SMUs wurden daher mit Source und Drain verbunden und der Ablauf der Messung angepasst.

3.4 Skalierung des OFET-Prozesses

Mit dem vorhandenen Schattenmaskenprozess hergestellte OFETs konnten aufgrund ihrer Größe nicht praktikabel im Omicron VT-AFM untersucht werden (siehe Tabelle 3.2). Daher wurden OFETs mit einem kleineren Layout und einer Kanallänge von 5 μm präpariert, um die OFETs in das AFM einbauen und auch den kompletten Kanal der OFETs mit dem AFM abtasten zu können. Eine Skalierung hin zu möglichst kleinen Kanallängen ist bei Feldeffekttransistoren im Allgemeinen erstrebenswert, da sich dadurch die Transitzeit der Ladungsträger verringert und folglich schnellere Schaltungen möglich werden [17]. Dieser Effekt kann auch bei organischen Schaltungen beobachtet werden [46]. Neben dem Geschwindigkeitsgewinn kann dabei im gleichen Zug auch die Packungsdichte der Bauelemente auf den Substraten erhöht werden. Kanallängen um 5 μm sind mit einfacher nasschemischer Lithografie³ noch gut zu realisieren und werden auch bei in der Industrie hergestellten OFETs eingesetzt [46]. Auch erscheint es möglich, dass Strukturen dieser Größenordnung mit Druckverfahren hergestellt werden können. So werden von den Herstellern einfacher Tintenstrahldrucker heute Auflösungen zwischen 1200 dpi und 9600 dpi ($\hat{=}$ 2,6 μm Punktabstand) für ihre Geräte angeben. Die Kanallänge von 5 μm ist daher anwendungsrelevant und kann mit dem AFM untersucht werden.

Der Prozess für die Präparation der 5 μm -OFETs baut auf den in 3.2 beschriebenen Prozessschritten zur Schichtherstellung auf. Für die Strukturierung der aufgedampften Schichten kommen zum bestehenden Bedampfungssystem kompatible Schattenmasken zum Einsatz, deren Layout in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Für die Experimente in der vorliegenden Arbeit wurden mit diesem Layout Top-Contact OFETs mit Bottom-Gate hergestellt. Durch Verändern der Schichtfolge wurden jedoch auch Bottom-Contact und Top-Gate Geometrien realisiert. Der Maskensatz besteht aus folgenden Masken:

³ Nasschemische Prozesse wurden hier nicht verwendet, da sie nicht mit den hier verwendeten Materialien (z.B. Ca) kompatibel sind.

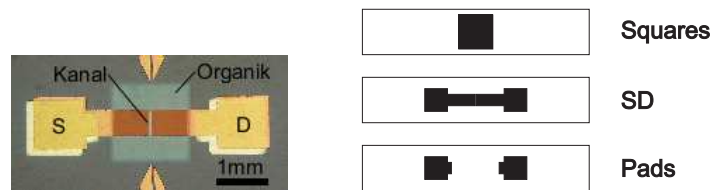


Abbildung 3.4.: Layout des 5µm-Prozesses: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Bauteils mit 50µm Kanallänge (links) und die bei der Herstellung verwendeten Masken (rechts).

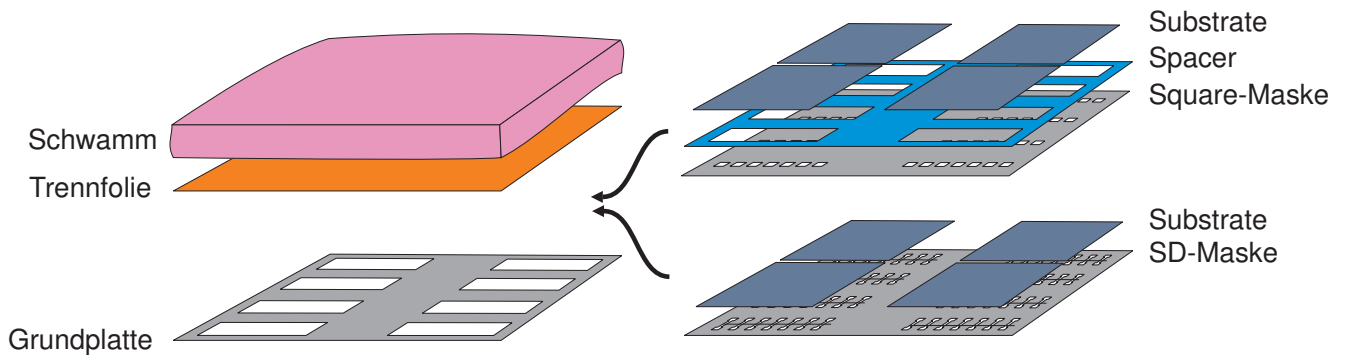


Abbildung 3.5.: Maskeneinsatz für den 5µm-Prozess. Ein Schwamm drückt die zwischen Trennfolie und Grundplatte eingelegten Substrate und Masken zusammen. Spacer und Square-Maske werden zum Strukturieren von Gate-Elektrode und OHL verwendet. Durch die SD-Maske werden Source/Drain-Kontakte strukturiert. Auf der SD-Maske sind acht Fasern befestigt, welche die Transistorkanäle strukturieren.

- „SD“ zur Strukturierung der Kontaktelektroden Source und Drain. In dieser Maske ist eine Faser integriert, die zur Definition des Transistorkanals zwischen Source und Drain verwendet wird.
- „Squares“ zur Begrenzung des Halbleiters auf den Transistorbereich oder zum Strukturieren einer Gateelektrode
- „Pads“ zum Verstärken der Anschlussbereiche von Source und Drain mit einer weiteren Metallschicht, um ein sicheres Kontaktieren der OFETs zu ermöglichen.
- „Abstandshalter“ um definierte Abstände zwischen Maske und Probe einzustellen. Diese Maske hat möglichst große Öffnungen, deren Bereiche je sieben Transistoren umfassen.

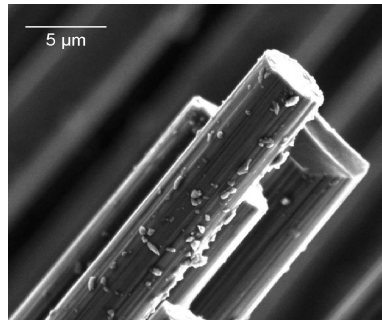
Die Masken werden, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, verwendet. Ein 200µm dicker Abstandshalter wird immer unten in den Probenhalter eingelegt, um die mechanische Stabilität des Systems zu gewährleisten und eine präzise planparallele Anordnung der Masken zu ermöglichen. Es folgt die für den entsprechenden Aufdampfschritt erforderliche Maske und ggf. ein Polymer-Abstandshalter, um einen Kontakt des Substrates mit der Maske zu vermeiden. Zur Abbildung der 5µm-Kanäle wird kein Abstandshalter verwendet. Hier ist es erforderlich, dass die Substrate plan auf den in der Maske integrierten Carbon-Filamenten aufliegen. Im in Abschnitt 3.2

beschriebenen Aufdampfprozess muss beim Aufdampfen der Source-Drain-Strukturen auch darauf geachtet werden, dass die Bedampfung nicht seitlich auf die Faser erfolgt. Ansonsten sind die resultierenden Kanten von Source und Drain asymmetrisch und unterschiedlich scharf. Dieser Effekt kann jedoch ausgenutzt werden, um bewusst asymmetrische Kontakte zu realisieren. Dabei können verschiedene Materialien aus unterschiedlichen Winkeln auf die Maske gedampft werden. Auf diese Weise können z.B. Au- und Ca-Kontakte, in einem selbst justierten Prozess, ohne Maskenjustage aufgebracht werden. Dieses Konzept wurde bereits in einer früheren Arbeit mit $100\mu\text{m}$ Schattenmasken erprobt [40]. Der in Kapitel 5.6 untersuchte ambipolare OFET wurde mit diesem Verfahren hergestellt.

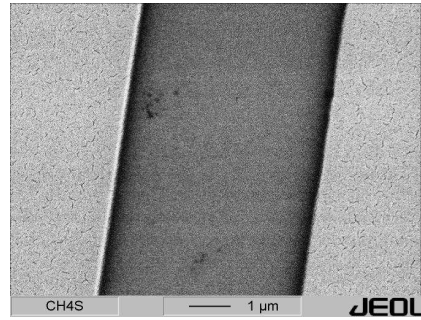
Die Substrate können einzeln oder gemeinsam auf einer Kapton-Trägerfolie montiert in den Probenhalter eingelegt werden. Ein für den Einsatz im Hochvakuum präparierter antistatischer Schwamm wird durch den Deckel des Probenhalters auf die Kapton-Folie gedrückt. Diese flexible Anordnung sichert die aufeinander liegenden Teile gegen Verrutschen und sorgt dafür, dass die Substrate plan auf Maske oder Spacer aufliegen. Besonders bei großen Substraten ist das plane Aufliegen der Probe auf der Maske sicherzustellen. Dazu kann der fertig montierte Probenhalter umgedreht unter einem Lichtmikroskop betrachtet werden. Dies kann auch zur exakten Ausrichtung der Masken an Strukturen auf dem Substrat genutzt werden. Allgemein ist eine exakte Maskenjustage jedoch nicht notwendig, da das Layout für Verschiebungen bis zu $0,5\text{ mm}$ ausgelegt ist. Um Probleme mit Randeffekten beim Aufschleudern von Schichten zu vermeiden, wurde die Substratgröße des vorhandenen Prozesses übernommen. Anstatt bisher drei Transistoren werden im MiniFET-Prozess 14 OFETs auf dem Substrat hergestellt. Für die Vermessung im VT-AFM werden die $\langle 100 \rangle$ -Si-Substrate nach dem Prozessieren von der Seite mit einem Spaltbeitel entsprechend der Kristallorientierung gebrochen, um die OFETs zu vereinzeln⁴.

Der Transistorkanal wird beim Aufdampfen der Kontaktelektroden durch die Lücke zwischen Source- und Drain-Elektrode definiert. Die $100\mu\text{m}$ dicke Schattenmaske definiert die äußeren Begrenzungen der Kontaktelektroden, während der Transistorkanal durch den Schatten eines in die Maske integrierten $5\mu\text{m}$ dicken Carbon-Filaments definiert wird. Dazu wurden die in Abb. 3.6(a) dargestellten Filamente durch Waschen mit Aceton aus einem IMS 5131 Garn gewonnen, das Toho Tenax Europe GmbH freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat. Diese Fasern zeichnen sich gegenüber anderen untersuchten Fasern durch einen konstanten Durchmesser und eine hohe Zugfestigkeit aus. Daher kann mit diesen Fasern eine besonders homogene Kanallänge im OFET erzielt werden. Dies ist besonders für die KPFM-Untersuchungen von Vorteil, da hier Teilbereiche des Kanals erfasst werden. Starke Abweichungen der Kanallänge würden eine Korrelation der Daten mit dem integral an den Kontakten gemessenen Strom er-

⁴ Von einem Anritzen der Substrate auf der Rückseite wird abgeraten, da hier erhöhte Gateleckströme beobachtet wurden.



(a)



(b)

Abbildung 3.6.: Strukturierung der OFET-Kanäle im 5 µm-Schattenmaskenprozess. REM-Bild der 5 µm dicken Filamente des verwendeten Carbon-Garns (a). REM-Aufnahme von mit Hilfe eines Carbonfilaments strukturierten Goldelektroden (links und rechts) auf SiO₂ (b).

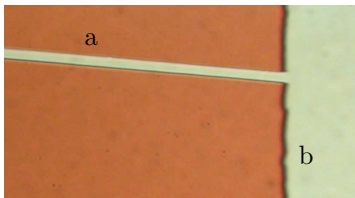


Abbildung 3.7.: Lichtmikroskopisches Bild vom Rand eines OFET-Kanals. Die Au-Kontakte wurden mit einer Schattenmaske strukturiert. Der durch das 5 µm dicke Filament abgeschattete Bereich (a) ist deutlich geradliniger und schärfer begrenzt als der von der lasergeschnittenen Edelstahlmaske abgedeckte Bereich (b).

schweren. Abbildung 3.7 verdeutlicht den Unterschied zwischen dem Schattenwurf einer 5 µm-Faser und eines Edelstahlbleches. Die Rauigkeit der lasergeschnittenen Kante des Bleches ist deutlich größer als die durch die Faser definierte Kante. Die REM-Aufnahme 3.6(b) bestätigt die akkurate Strukturierung der Goldschicht mit Hilfe der 5 µm-Faser. Durch Austauschen des Carbon-Filaments gegen andere Fasern in der Schattenmaske können mit den gleichen Masken verschiedene Kanallängen realisiert werden (vgl. Tabelle B.2 im Anhang). Dabei erzielten alle untersuchten Fasern glattere Kanten als die Metallmasken.

3.5 Aufbau der Kelvinsondenkraftmikroskopie

In diesem Abschnitt wird der für die Potentialmessungen an OFETs realisierte Messaufbau beschrieben. OFETs werden mit Spannungen von mehreren 10V betrieben. Daher kann es im Betrieb an der Oberfläche dieser Bauteile zu starken Gradienten im Oberflächenpotential kommen. Dies stellt hohe Anforderungen an den KPFM Messaufbau. Abhängig vom Messaufbau können die gemessenen Potentialunterschiede deutlich von den am Bauteil angelegten Spannungen abweichen. In der Literatur wurden derart abweichende Messwerte skaliert, um die erwarteten Werte zu erhalten [47, 48]. Hier wurde Wert darauf gelegt, dass solch eine Korrektur nicht erforderlich ist. Es musste daher eine KPFM-Methode verwendet werden, deren Messergebnis möglichst wenig von der Potentialdifferenz zu umliegenden Bereichen beeinflusst wird, also eine KPFM-Methode, die sehr selektiv arbeitet.

Bei einer metallischen Probe mit einem konstanten Oberflächenpotential ist die Geometrie der Sonde und die Messmethode für die elektrostatischen Kräfte im Idealfall nicht für den erhaltenen Messwert entscheidend. Das Feld zwischen Sonde und Probe kann durch eine geeignete Kompensationsspannung komplett eliminiert werden. Eine orts aufgelöste Potentialmessung wird jedoch meist dazu verwendet, Proben mit lokalen Unterschieden im Oberflächenpotential zu vermessen. In diesem Fall kann das elektrische Feld zwischen Sonde und Probe nicht mehr komplett eliminiert, sondern nur noch minimiert werden. Es kann zu einem Zeitpunkt immer nur eine Spannung an die Spitze angelegt werden. Diese Spannung ist dann ein gewichteter Mittelwert über alle im Einflussbereich der Probe liegenden Probenbereiche.

Das durch KPFM gewonnene Potentialbild ist daher eine Faltung der Potentiallandschaft der Probe mit der Punktantwort (engl.: Point Spread Function, PSF) der Sonde. Genau wie bei der Abtastung der Topografie tasten sich auch hier Sonde und Probe gegenseitig ab. Ist die Geometrie der Spitze bekannt, so kann diese Abbildung von glatten Proben durch numerische Rechnungen simuliert werden [49–51]. Unter bestimmten Voraussetzungen kann das Oberflächenpotential der Probe bei bekannter Spitzen- und Probengeometrie aus den Messdaten errechnet werden [51]. Im Allgemeinen ist dies aber nicht möglich, da durch die Faltung Informationen über das Oberflächenpotential verloren gehen und das resultierende mathematische Problem daher nicht eindeutig bestimmt ist. Bei rauen Proben kann die Punktantwort zusätzlich noch ortsabhängig werden, was eine Auswertung zusätzlich erschwert. Dieses Problem kann dadurch gelöst werden, dass die Messung so durchgeführt wird, dass die PSF als Punkt betrachtet werden kann. Im idealen Fall wird dann das Oberflächenpotential der Probe mit einem Punkt gefaltet. In diesem Fall entspricht das Messergebnis dem lokalen Oberflächenpotential der Probe.

Um einer solchen Messung möglichst nahe zu kommen, wurde in dieser Arbeit FM-KPFM als Methode gewählt, bei der die Bereiche minimalen Abstandes d zwischen Spitze und Probe besonders stark gewichtet werden. Bei FM-KPFM wird der Gradient der elektrostatischen Kraft detektiert. Wie weiter unten in Abschnitt 3.5.4 diskutiert, werden die Teilbereiche dadurch mit $1/d^3$ gewichtet. Bei AM-KPFM wird dagegen die Kraft detektiert, wodurch die Gewichtung mit $1 - d^2$ erfolgt. Der Nachteil dieser Methode ist die gegenüber AM-KPFM geringere Empfindlichkeit gegenüber dem Potential [52]. Da die untersuchten OFETs sehr große Unterschiede im Oberflächenpotential aufweisen, wurde dies zu Gunsten der lateralen Selektivität in Kauf genommen. Unter günstigen Bedingungen kann mit FM-KPFM in guter Näherung ein einfacher Punkt als Punktantwort angenommen werden und das Messergebnis als Potential interpretiert werden. Dies wird auch durch die Untersuchungen von Zerweck et al. untermauert, die feststellen, dass nur durch die FM-KPFM quantitative Interpretationen des gemessenen Oberflächenpotentials möglich sind [53].

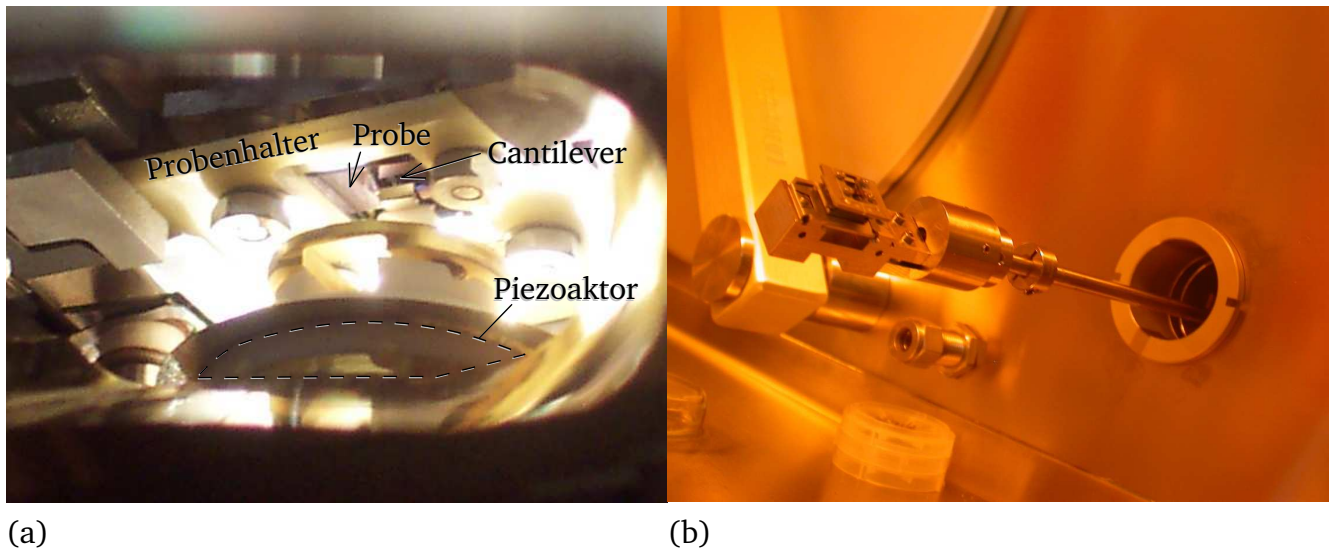


Abbildung 3.8.: (a) Probenhalter mit Probe im AFM während einer Messung, (b) Transfersystem bei der Übergabe des Probenhalters in ein Inertgassystem.

3.5.1 Das Omicron VT AFM

Der Aufbau basiert auf dem für die KPFM-Messungen vorgesehenen VT AFM der Firma Omicron Nanotechnology GmbH. Das VT AFM ist ein vielseitig einsetzbares SPM-System. Es ist für den Betrieb im Ultrahochvakuum (UHV) bei einem Druck kleiner 10^{-10} mbar ausgelegt und ist daher an einem entsprechenden UHV-System montiert. Als Betriebsarten können STM und verschiedene auf Cantileverauslenkung basierende AFM-Varianten bei variabler Temperatur realisiert werden. Die Elektronik des VT AFMs ist bis auf die direkt am UHV-System installierten Vorverstärker im modularen Steuer- und Regel-System MATRIX zusammengefasst. Durch den geringen Druck entstehen beim Heranführen der Messspitze an einen bei hohen Spannungen betriebenen OFET keine Lichtbögen. Es kommt lediglich zur Feldemission an der Messspitze, die wie in Kapitel 5.2 zur Aufladung von Grenzflächen genutzt werden kann. Durch die UHV-Umgebung kommen die OFETs während der Messung auch nicht in Kontakt mit Sauerstoff oder Feuchtigkeit, die die Transistorfunktion beeinträchtigen können [54–58]. Um dies auszunutzen zu können, indem z.B. OFETs mit Ca-Kontakten vermessen werden, wurden die Proben unter Vakuum mit dem in Abbildung 3.8(b)(rechts) abgebildeten Transfersystem von den für Präparation und Charakterisierung genutzten Inertgassystemen in das UHV-System überführt. Die elektrische Kontaktierung der Proben erfolgt durch Federkontakte in einem modifizierten Omicron-Probenhalter (siehe Anhang B.2).

Das VT AFM verfügt über einen röhrenförmigen Piezoaktor zum Abtasten der Probenoberfläche. In Abbildung 3.8(a) ist zu sehen, wie der Cantilever (NSC14/Ti-Pt, MikroMasch, Tallin, Estland) auf dem oberen Ende des Piezoaktors montiert ist. Die maximale Auslenkung des Cantilevers

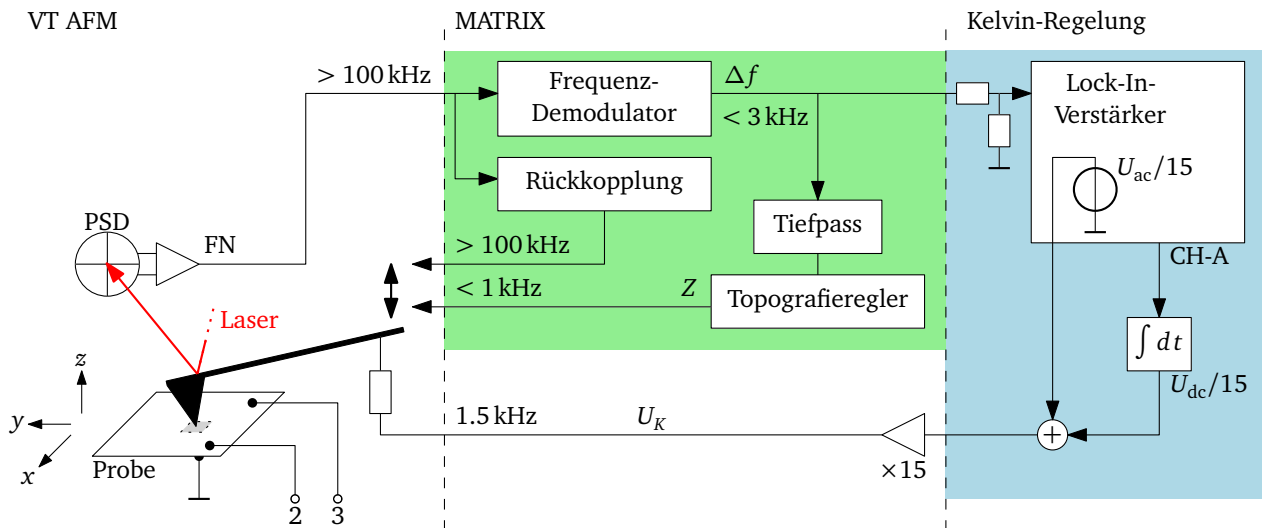


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung des KPFM-Messaufbaus wie im Text beschrieben.

beträgt $\approx 10\,\mu\text{m}$ lateral und $1,5\,\mu\text{m}$ vertikal. Ein CW-Laser mit einer Wellenlänge von $830\,\text{nm}$ ist auf den Cantilever gerichtet, um dessen Verbiegung zu registrieren (s. Abbildung 3.9). Der vom Cantilever reflektierte Laserstrahl wird dazu auf einen positionsempfindlichen Detektor (engl.: Position Sensitive Detector, PSD) gerichtet [59]. Das Signal FN dieses Detektors ist das Maß für die vertikale Auslenkung des Cantilevers. Beim Abtasten bewegt sich im VT AFM der Cantilever gegenüber der Laser-Optik. Unebenheiten auf der Rückseite des Cantilevers führen dadurch bei Bewegungen von einigen μm zu unerwünschten Ablenkungen des Laserstrahls. Im NC-Betrieb konnte dies bei Berücksichtigung der in Anhang B.1 genannten Punkte toleriert werden, da die Oszillationsfrequenz des Cantilevers und nicht dessen absolute Auslenkung für die Messung entscheidend ist. Die Überwachung der Signale des VT AFM erfolgte durch ein direkt mit der Schutzerde der MATRIX verbundenes, analoges Oszilloskop.

3.5.2 Elektronik

Der elektrische Aufbau für die FM-KPFM-Messung ist in Abbildung 3.9 skizziert. Das VT AFM (links) liefert das Signal FN als Maß für die Verbiegung des Cantilevers⁵. Drei Regler werten FN aus und nutzen jeweils einen Eingang des VT AFM, um FN zu beeinflussen. Zwei dieser Regler sind Teil der MATRIX (Abbildung 3.9, Mitte). Der Kelvin-Regler ist extern angeschlossen (Abbildung 3.9, rechts). Am Cantilever und auf dem Signal FN überlagern sich daher drei Regelkreise.

Die NC-AFM-Elektronik (Abbildung 3.9, grün hinterlegt) enthält zwei Regler, die mechanisch auf den Cantilever wirken:

⁵ FN ist die Differenz zwischen den Signalen der oberen und unteren Photodioden in der PSD.

- Die Rückkopplung hält die Oszillation des Cantilevers bei seiner Grundfrequenz f_{Cant} (typisch $\approx 160\text{ kHz}$) mit einer möglichst konstanten Amplitude aufrecht. Dazu wird FN in mehreren Stufen verstärkt, verzögert und einem dedizierten Teil des Piezoaktors zugeführt. Die Verstärkung wird durch einen PI-Regler variiert, um die Oszillations-Amplitude von FN auf dem Sollwert A_{vib} zu halten. Diese Verstärkung wird bei den Experimenten als Dämpfung aufgezeichnet.
- Der Topografieregler nutzt die Abweichung der Cantilever-Oszillations-Frequenz Δf als Eingangsgröße. Er variiert den Abstand von Messspitze und Probe, um den im Experiment eingestellten Δf -Sollwert zu erreichen.

Der Kelvin-Regler (Abbildung 3.9, blau hinterlegt) nutzt wie auch der Topografieregler Δf als Eingangsgröße. Als Stellgröße dient jedoch nicht die Position der Messspitze, sondern deren Spannung gegenüber der Masse des Systems bzw. der geerdeten Probe. Regelziel ist die Minimierung von $|\Delta f|$. Aus Gleichung 2.15 und Abbildung 3.10 geht hervor, dass Δf nicht stetig sondern näherungsweise quadratisch von der Spannung zwischen Spitze und Probe abhängt. Daher wird $\Delta f(U_K)$ durch Addieren einer Wechselspannung U_{ac} ($U_K = U_{\text{dc}} + U_{\text{ac}}$) und Filtern von Δf mit einem LockIn-Verstärker differenziert. Der LockIn-Verstärker liefert dann ein Maß für die Steigung von $\Delta f(U_K)$, diese Steigung wird schließlich durch Integration über die Zeit (I-Regler) in die Stellgröße umgerechnet. Durch die LockIn-Technik wird gleichzeitig die in Kapitel 2.4 geforderte Trennung der elektrostatischen Kräfte von anderen Kraftkomponenten realisiert, da der LockIn-Verstärker aus Δf den Anteil von $\Delta f(\omega_{\text{ac}})$ herausfiltert. Diese Trennung funktioniert solange der Topografieregler deutlich unterhalb ω_{ac} arbeitet.

Um ein Übersprechen der Modulation von Δf in das Topografiesignal zu unterdrücken, kann ein Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 1 kHz vor den Topografieregler geschaltet werden. Der vorgeschaltete Tiefpassfilter verzögert jedoch das Δf -Signal. Besonders bei rauen Oberflächen wie den untersuchten Pentacen-Schichten kam es zu unerwünscht starker Interaktion mit der Probe und zum Aussetzen der Cantilever-Oszillation. Da in den bisherigen MATRIX-Versionen bis V 2.0 der Topografieregler sich wie ein I-Regler verhält hat dieser selbst eine ausgeprägte Tiefpass-Charakteristik. Die Störungen des Abtastvorganges konnten daher durch Abschalten des Tiefpassfilters deutlich reduziert werden. Die Parameter des Topografiereglers wurden so angepasst, dass die Beeinflussung des Z-Signals durch U_{ac} vernachlässigt werden

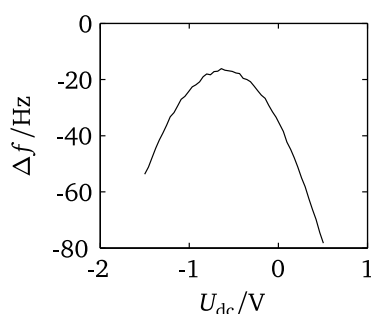


Abbildung 3.10.: Verschiebung der Resonanzfrequenz Δf in Abhängigkeit der zwischen Messspitze und einer Aluminium Probe angelegten Spannung U_{dc} .

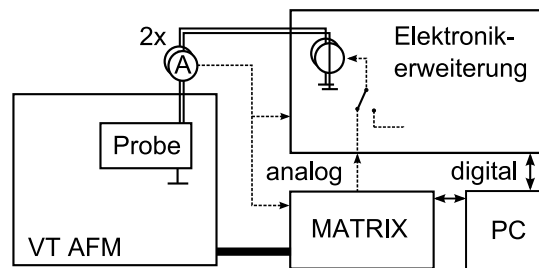


Abbildung 3.11.: Schematische Darstellung der Ergänzungen für den in-situ Betrieb der OFETs.

konnte. Die Probe konnte auf diese Weise bei rauen Proben mit $0,5\mu\text{m/s}$ (Matrix V1) bzw. $1\mu\text{m/s}$ (Matrix V2) abgetastet werden, ohne dass es zu Problemen bei der Topografieregelung kam. Die höhere mögliche Abtastgeschwindigkeit bei V2 wird einer Verbesserung des Topografierreglers zugeschrieben, bei der das in der vorigen Zeile abgetastete Profil bei der aktuellen Zeile wiedergegeben wird und nur die Abweichung nachgeregelt wird. Dadurch wird besonders an der Kante des OFET-Kanals der Regelfehler und damit auch das Δf -Signal für die Topografieregelung deutlich kleiner.

Schnelles Abtasten der Probe oder eine Topografie mit scharfen Kanten kann zu topografischen Δf -Signalen mit Anteilen bei ω_{ac} führen, solche Topografiesignale würden vom Kelvin-Regler verarbeitet. Um möglichst schnell abtasten zu können, sollte ω_{ac} daher groß gewählt werden. Da ω_{ac} nach oben hin durch die Bandbreite des Frequenz-Demodulators begrenzt ist, wurde eine Frequenz von $1,5\text{kHz}$ gewählt, die eine noch akzeptable Dämpfung durch den Demodulator erfährt [52]. Der $\times 15$ -Hochspannungsverstärker, sowie der Widerstand⁶ von ca. $1\text{M}\Omega$ in der Zuleitung zum Cantilever zeigten dagegen keinen begrenzenden Einfluss.

Betrieb der OFETs

Für die Kontaktierung der OFETs während der KPFM-Messung sind die Kontakte 2 und 3, sowie die eingezeichnete Verbindung zur Masse in Abbildung 3.9 vorgesehen. Diese Masse ist auch der Bezugspunkt für die Kelvin-Regelung. Die Kontakte 2 und 3 sind über die Keramikplatte des Probenhalters mit Source bzw. Drain des OFETs verbunden. Gate ist über die Grundplatte des Probenhalters mit Masse verbunden.

Zum Aufnehmen von Kennlinien und für KPFM-Messungen im statischen Betrieb wurden wie in Kapitel 3.3 beschrieben die Kontakte 2 und 3 mit je einer SMU des Halbleitertestsystems verbunden. Um den Betriebszustand der OFETs synchron zur KPFM-Messung beeinflussen zu können, wurde die in Abbildung 3.11 schematisch dargestellte Elektronikerweiterung aufgebaut. Die Erweiterung verfügt über zwei Spannungsquellen, die sowohl analog, als auch digital ansteuerbar sind. Die Spannungsquellen sind über die Kontakte 2 und 3 in Abbildung 3.9

⁶ Der Widerstand ist Teil eines Field-Emission-Adapters, der zum Anlegen der Spannung an den Cantilever genutzt wurde.

mit den Kontakten des OFETs verbunden. Der Strom, den die Spannungsquellen liefern, wird über Strom-Spannungswandler erfasst, die am UHV-System angebracht wurden. Diese Strom-Spannungswandler sind als $200\ \Omega$ -Shunts ausgeführt, deren Spannungsabfall über einen programmierbaren Verstärker mit hoher Gleichtaktunterdrückung verstärkt wird. Die hohe Gleichtaktunterdrückung ist notwendig, um den Messfehler der Elektronik ausreichend klein zu halten. Aufgrund der gemeinsamen Massen von Probe und Matrix tritt die am OFET angelegte Spannung auch an der Messelektronik zwischen den Kontakten zum Shunt und dem Ausgang zur Matrix auf. Durch die endliche Gleichtaktunterdrückung taucht diese Spannung auch zu einem geringen Teil im Messsignal auf. Dadurch kommt es bei den in dieser Arbeit verwendeten Spannungen und Verstärkungen zu einem Fehler von ca. $1\ \mu\text{A}$ bei den in-situ gemessenen Strömen.

Die Erweiterung ist digital über ein serielles Interface (RS232) mit dem Messrechner verbunden und kann von dort mit der zugehörigen Software gesteuert werden. Über $\pm 10\text{V}$ -Signale wurde der gemessene Strom synchron zur KPFM-Messung über die MATRIX aufgezeichnet. Als Signaleingang an der MATRIX wurde der Eingang I IN des STM SCB Moduls verwendet. Um während der Messung die am OFET angelegten Spannungen synchron zur KPFM-Messung zu variieren, wurde der MATRIX-Ausgang V GAP des STM SCB Moduls genutzt, um eine Spannungsquelle in der Elektronikerweiterung über ihren $\pm 10\text{V}$ -Eingang anzusteuern. Die in den Spannungsquellen als Leistungsstufe verwendeten Operationsverstärker können Signale mit einer hohen Flankensteilheit wiedergeben und verfügen über eine hohe Bandbreite. Dadurch wird sichergestellt, dass die Spannungen am OFET synchron zum KPFM-Experiment sind.

3.5.3 Datenauswertung

Die Auswertung der mit dem VT AFM aufgezeichneten Daten war mit unerwartet großem Aufwand verbunden. Bei der Arbeit mit dem vorhandenen Datenverarbeitungssystem stellte sich heraus, dass es für die vorliegende Arbeit nur bedingt geeignet ist und die Daten bei notwendigen Schritten, wie z.B. der Hysteresekorrektur, fehlerhaft verarbeitet.

Das VT AFM ist für Messungen mit atomarer Auflösung und entsprechend kleinen Abtastbereichen ausgelegt. Nichtlineare Effekte der Elektronik oder des Piezoaktors werden nicht berücksichtigt, da sie bei sehr kleinen Abtastbereichen von wenigen zehn Nanometern vernachlässigt werden können. Das System nimmt stets lineare Zusammenhänge zwischen den gemessenen Spannungen und den physikalischen Größen an. Die MATRIX zeichnet die einzelnen Signale auf und legt die Messdaten in einem proprietären, nicht spezifizierten Datenformat ab. Das mit dem VT AFM gelieferte SPM-Datenanalyse-Programm SPIP (Image Metrology, Hørsholm, Dänemark) verfügt über einen Filter für den Import dieser Daten. AFM Daten lassen sich mit SPIP effizient darstellen und analysieren. Dabei stehen automatisierte Funktionen zur Verfügung, die

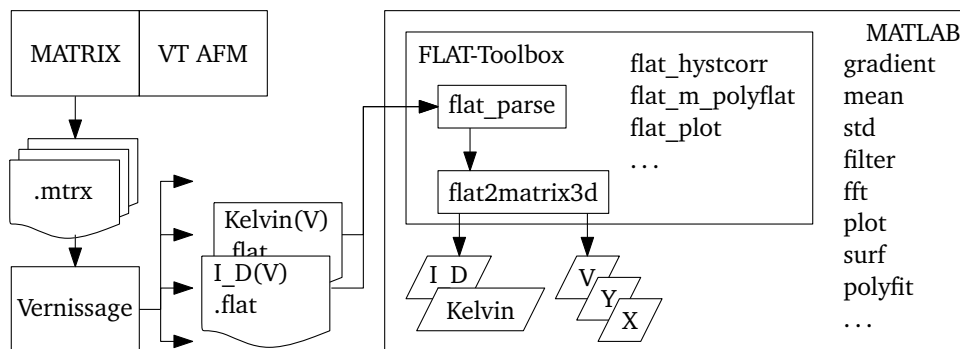


Abbildung 3.12.: Auswertung von MATRIX-Daten mit Hilfe der Flat-Toolbox.

jedoch bei den untersuchten Oberflächen aufgrund fehlender Periodizität der Oberfläche versagten oder fehlerhaft implementiert waren. Obwohl einige der an Image Metrology gemeldeten Fehler inzwischen behoben worden sind, wurde SPIP in dieser Arbeit nur für einfache Darstellungen verwendet, da die Daten auch bei korrekter Verarbeitung in SPIP automatisch geändert und interpoliert wurden, ohne dass dies ersichtlich war. Als Alternative wurde die Open Source Software Gwyddion evaluiert. Gwyddion wurde 2008 von Philipp Rahe und David Necas um einen Import-Filter ergänzt, mit dem bestimmte MATRIX-Dateien geöffnet werden können. Jedoch kam es auch hier zu gravierenden Fehlern beim Import der Daten, was dadurch zu erklären ist, dass das MATRIX-Datenformat nicht dokumentiert ist und sich bei Aktualisierungen der MATRIX-Software ändern kann. Der Gerätehersteller arbeitete zwar an einer eigenen Lösung für die Datenverarbeitung, stellte jedoch in Aussicht, dass diese Lösung nicht im Zeitraum der vorliegenden Arbeit verfügbar sein würde. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit eigene Lösungen für die Datenverarbeitung realisiert und mit Unterstützung des Geräteherstellers unter der „GNU Lesser General Public License“ veröffentlicht [60].

Zur Auswertung wurde MATLAB (The MathWorks Inc., USA), eine Software für numerische Berechnungen verwendet. In dieser Umgebung wurden die Daten in Matrizen eingelesen, ausgewertet und schließlich grafisch dargestellt. Der gesamte Vorgang wurde durch Skriptdateien gesteuert, die direkt auf die unveränderten Messdaten zurückgreifen. Jeder Schritt der Datenverarbeitung kann daher bei Bedarf einfach nachvollzogen und überprüft werden.

Zu Beginn dieser Arbeit wurden die MATRIX-Dateien analysiert, um die Rohdaten in den Dateien zu lokalisieren. Da die Parameter der Messung bekannt waren, konnten die Rohdaten den einzelnen Messpunkten zugeordnet werden und in die physikalischen Größen umgerechnet werden. Nachdem später das Programm „Vernissage“ zum Konvertieren der MATRIX-Daten in das dokumentierte „Omicron Flat File Format“ [61] zur Verfügung stand, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Toolbox für MATLAB erstellt, mit der sich beliebige dieser Flat-Dateien lesen und verarbeiten lassen. Diese „Flat-Toolbox“ wurde für MATLAB R2009a entwickelt und unter der GNU Lesser General Public License (LGPL) freigegeben. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Toolbox auch auf älteren MATLAB-Versionen sowie auf der Open Source Software Octave [62]

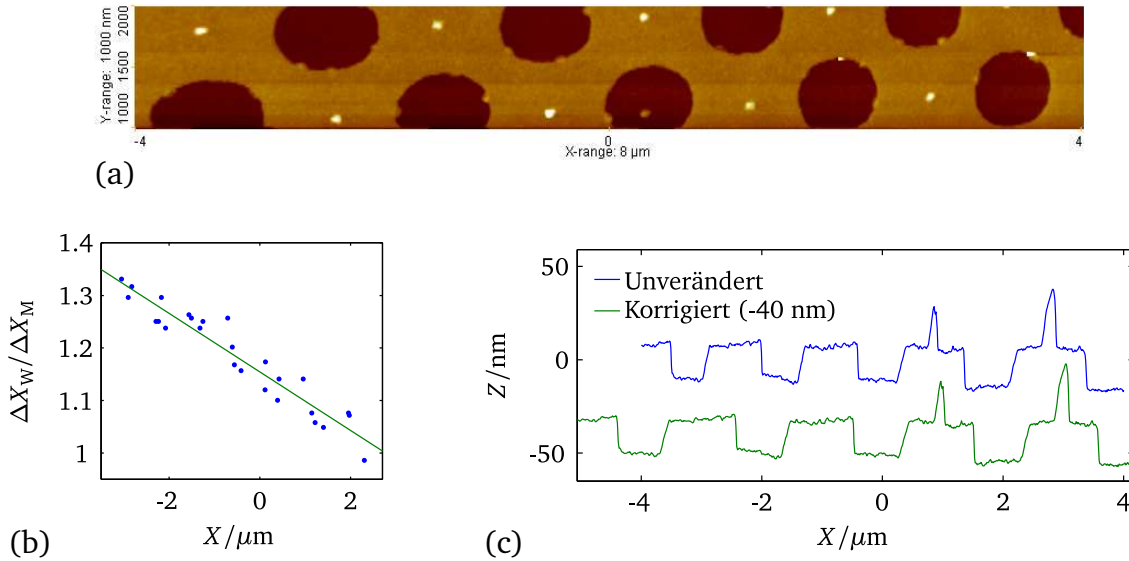


Abbildung 3.13.: Korrektur der Hysterese des Piezoaktors: Verzerrte Rohdaten (a), Relativer Fehler (b), Querschnitt (blau: original Darstellung, grün: korrigierte Darstellung) (c)

lauffähig ist. Die Flat-Toolbox übernimmt die aufwendige Interpretation der n-dimensionalen Datenstruktur in den Flat-Dateien und legt die Daten in einfachen Matrizen ab. Neben dem Import der Daten stellt die Toolbox für Datensätze mit bis zu drei Dimensionen Funktionen für die grafische Darstellung und die Korrektur von Hysterese-Effekten oder der Verkipfung der Probe zur Verfügung.

Das Konzept des Datenflusses ist in Abbildung 3.12 skizziert. Die Daten werden während des Experiments vom Steuerungssystem MATRIX in .mtrx-Dateien abgelegt und anschließend über das Programm Vernissage in .flat-Dateien umgewandelt. Für diese .flat-Dateien stellt die Flat-Toolbox in Matlab verschiedene Funktionen für die Arbeit mit den Daten zur Verfügung. Die wichtigsten Funktionen sind `flat_parse` und `flat2matrix`. Mit `flat_parse` werden die .flat-Dateien eingelesen. Die `flat2matrix`-Funktion interpretiert die gelesenen Daten, ordnet die Messwerte in einer Matrix an und berechnet Vektoren mit den Koordinaten, an denen die Messwerte aufgenommen wurden. In dieser Form können die Daten dann mit MATLAB-Funktionen weiter verarbeitet werden. Um die Handhabung solcher Datensätze mit bis zu drei Dimensionen zu erleichtern, wurden in der Flat-Toolbox verschiedene Funktionen für häufig notwendige Korrekturen oder die Darstellung der Daten implementiert. Für eine genauere Beschreibung wird auf die Dokumentation und den kommentierten Quelltext der Flat-Toolbox [60] sowie auf die Anleitung von Vernissage [61] verwiesen.

Abrastern großer Probenbereiche

Das VT AFM ist für das Abtasten von Bereichen von wenigen hundert Nanometern Größe optimiert. Zum Abtasten der OFET-Kanäle musste jedoch nahezu die gesamte zur Verfügung stehende Auslenkung des Piezoscanners ausgenutzt werden. Dabei treten, wie in Abbildung 3.13(a) zu sehen, deutliche Hystereseeffekte auf, die im Gerät nicht berücksichtigt werden und die aufgezeichneten Bilder verzerren. Durch Abtasten eines Standards (Anfatec UMG01) wurde der ortsabhängige relative Fehler der Ortskoordinate bestimmt. Dazu wurde die bekannte Schrittweite $\Delta X_W = 2\mu\text{m}$ des Standards durch die gemessenen Abstände ΔX_M geteilt und in Abbildung 3.13(b) gegen die Position X_M aufgetragen. Wie es für Hystereseeffekte bei Piezoaktoren typisch ist, hängt der relative Fehler in guter Näherung nach Gleichung 3.1 linear von der Position ab [63]. Durch Integration ergibt sich Gleichung 3.2, mit der die korrigierten Koordinaten X_W berechnet werden.

$$\frac{\Delta X_W}{\Delta X_M} = 2a_2 X_M + a_1 \quad (3.1)$$

$$X_W = \sum_{i=0}^2 a_i X_M^i \quad (3.2)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Hysterese von der Abtast-Richtung und den bei der Messung gewählten Einstellungen abhängt. Daher müssen die in Gleichung 3.2 eingesetzten Parameter jeweils für die bei der Messung verwendeten Einstellungen bestimmt werden. Die bei der Hysteresekorrektur verwendeten Parameter sind im Anhang in Tabelle B.1 aufgeführt. Neben Hystereseeffekten können auch laterale Verzerrungen durch thermische Drift auftreten. Diese konnten jedoch bei konstanter Temperatur vernachlässigt werden, da selbst bei Messungen über mehr als 12 h die absolute Verschiebung des Bildausschnitts deutlich kleiner als $1\mu\text{m}$ blieb. Bei Spektroskopieexperimenten wurde in Zeilen mit Spektroskopiepunkten eine Verzerrung der Ortskoordinate von $\approx 150\text{ nm}$ gegenüber den übrigen Zeilen beobachtet. Diese Verzerrung kann dadurch erklärt werden, dass bei diesen Experimenten der Abtastvorgang an vorgegebenen Rasterpunkten unterbrochen wird, um einen Parameter (z.B. U_{DS}) zu variieren. Zur Korrektur dieser Verzerrung wurden entsprechende Parameter für die Hysteresekorrektur bestimmt, indem die Topografie an den Spektroskopiepunkten an die kontinuierlich gemessene Topografie angeglichen wurde. Auf diese Weise konnte die Verzerrung bei einer Spektroskopiemessung modelliert und korrigiert werden. In Fällen, bei denen die Messspitze weit in Z-Richtung bewegt wurde, während der Abtastvorgang angehalten war, kam es bei den folgenden Rasterpunkten zu Abweichungen auf allen Achsen. Dies lässt sich durch die Hysterese in Z-Richtung und ein

Übersprechen zwischen den Achsen erklären. Diese Abweichungen wurden vernachlässigt oder die Messdaten in gravierenden Fällen verworfen.

Messung auf Halbleiteroberflächen

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, werden aus den Kräften, die auf die Messspitze wirken, die einzelnen Messgrößen abgeleitet. Dabei sind alle Regel- oder Schwingkreise miteinander gekoppelt und können sich gegenseitig beeinflussen. Diese Kopplungen werden durch die Wahl geeigneter Frequenzen und den Einsatz von Filtern möglichst gering gehalten. Dennoch ist aus der Literatur bekannt, dass Fehler und Artefakte in den gemessenen Oberflächenpotentialen auftreten. Experimentell wurde untersucht, ob diese Fehler für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente kritisch sind.

Ein kritischer Parameter ist die Amplitude \hat{U}_{ac} . Eine große Amplitude führt zu entsprechend starken elektrischen Feldstärken zwischen Spitze und Probe. Besonders in halbleitenden Proben kann dieses Feld Raumladungen influenzieren, die das Oberflächenpotential der Probe ändern. Kleine \hat{U}_{ac} führen dagegen zu systematischen Messfehlern [64]. Bei kleinen Amplituden wird nicht nur das Signal/Rausch-Verhältnis schlechter. Durch Offsetspannungen an den Geräteeingängen und -ausgängen kommt es auch dazu, dass das Minimum von $\Delta f(\omega_{ac})$ nicht zuverlässig durch die Kelvin-Regelung gefunden wird. Durch einen Offset zwischen dem Ausgang CH X des LockIn-Verstärkers und dem Eingang des Integrators wird auf einen Wert $\Delta f(\omega_{ac}) \neq 0$ geregelt. Je kleiner U_{ac} , desto stärker muss U_{dc} vom Sollwert abweichen, um das entsprechende Signal $\Delta f(\omega_{ac})$ zu erzeugen. Um diesen Fehler zu minimieren, wurde der Kelvin-Regler ohne Probe aktiviert. Durch den Offset zwischen dem Ausgang CH X des LockIn-Verstärkers und des Integrators kommt es zu einer Drift von U_{dc} . Der Ausgang des LockIn-Verstärkers wurde mit einem zusätzlichen Offset beaufschlagt, um die Drift von U_{dc} zu minimieren. Da ohne Probe nahezu kein elektrostatischer Kraftgradient vorliegt, wurde sichergestellt, dass der Kelvin-Regler tatsächlich den Zustand des minimalen Kraftgradienten sucht. Durch die in Abbildung 3.14(a) dargestellte Messreihe wurde überprüft wie stark der Einfluss des für \hat{U}_{ac} gewählten Wertes auf das gemessene Oberflächenpotential ist. Gegenüber den hier gemessenen Spannungen von mehreren Volt kann die beobachtete Abweichung von einigen 10 mV vernachlässigt werden.

Ferner wurde beobachtet, dass das gemessene Oberflächenpotential vom Abstand zwischen Messspitze und Probe abhängt. Zum einen hängt die Ortsauflösung vom Abstand ab [49]. Daher wird in dieser Arbeit nicht im sogenannten Lift-Mode gearbeitet, bei dem ein Abstand von typisch 100 nm zwischen Messspitze und Probe gehalten wird, um Einflüsse der Topografiemessung zu eliminieren. Stattdessen wird im NC-Modus gearbeitet und ein möglichst geringer Abstand zur Probe realisiert. Der Abstand zur Probe und die Geometrie bestimmen jedoch auch wie stark einzelne Bereiche von Messspitze und Probe gewichtet werden. Durch den Δf -

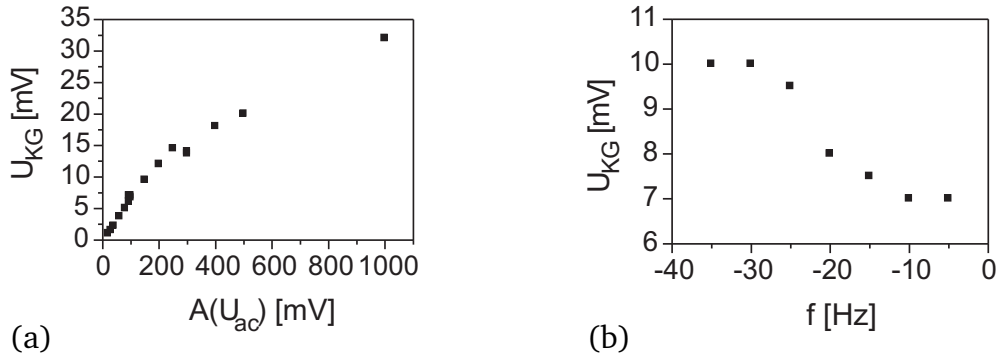


Abbildung 3.14.: Einfluss der im Topografieregler eingestellten Frequenzverschiebung Δf (b) bzw. der Wechselspannungsamplitude an der Messspitze \hat{U}_{ac} (a) auf das gemessene Oberflächenpotential einer Pentacenschicht in einem OFET-Kanal.

Sollwert für den Topografieregler lässt sich der Abstand zwischen Spitze und Probe beeinflussen. Für das gemessene Oberflächenpotential kann eine Abhängigkeit von diesem Sollwert beobachtet werden [52]. Abbildung 3.14(b) zeigt eine solche Messung an dem hier realisierten Aufbau unter Verwendung typischer Δf -Sollwerte. Es zeigte sich, dass die Abhängigkeit bei dem in dieser Arbeit realisierten Aufbau mit den für die Messung gewählten Parametern geringer als die von Glatzel et al. in [52] beobachtete Abhängigkeit ist und für die hier durchgeführten Experimente vernachlässigt werden kann, da Potentialunterschiede von mehreren Volt gemessen wurden.

Laterale Selektivität

Während die durch die Elektronik eingebrachten Fehler vergleichsweise klein sind, ergeben sich aus der Geometrie der Probe und der Sonde besondere Anforderungen an die laterale Selektivität der Messung.

In der Literatur werden häufig laterale Auflösungen von ≈ 100 nm angegeben [47–49, 65, 66]. Die gemessenen Werte spiegeln jedoch nicht immer das Oberflächenpotential unter der Messspitze wieder [67]. Die Auflösung von 100 nm ist so zu verstehen, dass Bereiche unterschiedlichen Oberflächenpotentials in der Größenordnung von 100 nm unterschieden werden können. Die gemessenen Potentialwerte können dabei jedoch deutlich von den tatsächlichen Oberflächenpotentialen der Probe abweichen. Die elektrostatische Kopplung des Cantilevers an die Probe ist als eine der Ursachen für diese Abweichungen bekannt [68]. Die Messdaten werden in solchen Fällen z.B. so skaliert, dass die „korrigierten“ Messdaten mit den an Source und Drain angelegten Potentialen übereinstimmen [47]. Die Skalierung wird dabei jeweils für die vermessenen Proben und Spitzen angepasst.

Von einem Skalieren der gemessenen Potentiale auf erwartete Werte wird in dieser Arbeit abgesehen. Liefert die Messung nicht die zu erwartenden Oberflächenpotentialunterschiede, so liegt

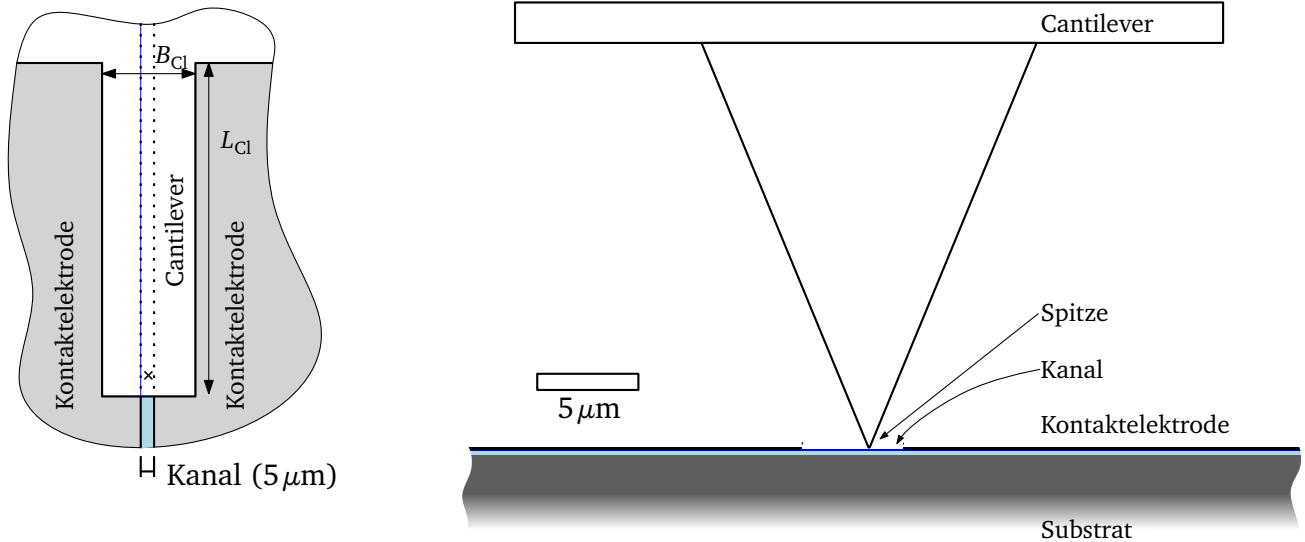


Abbildung 3.15.: Darstellung der Größenverhältnisse zwischen Messspitze, Cantilever und Probe. In der Aufsicht (links) ist der Überlapp des Cantilevers mit den beiden Kontaktelektroden dargestellt. Rechts sind die Abstände von Spitze und Cantilever zur Probe, sowie die Kanalbreite skizziert.

voraussichtlich eine starke Beeinflussung des an der Messspitze gemessenen Potentials durch andere Probenbereiche vor. Diese Beeinflussung ist abhängig von der Position der Sonde und von den elektrischen Eigenschaften der Probe. Eine Bestimmung der Beeinflussung ist lediglich in Ausnahmefällen durch aufwendige Berechnung möglich. Daher wurden solche Querempfindlichkeiten in der vorliegenden Arbeit durch die Wahl geeigneter Methoden und Parameter direkt bei der Messung minimiert. Sofern nicht explizit angegeben wird in dieser Arbeit direkt die Spannung U_{dc} als Oberflächenpotential $\Phi = U_{dc}$ dargestellt.

Die elektrostatischen Kräfte wirken nicht nur auf die gesamte Messspitze, sondern auch auf den Cantilever. In Abbildung 3.15 sind die Größenverhältnisse von Probe und Cantilever mit Messspitze dargestellt. Bei der hier verwendeten Methode FM-KPFM wird $\partial K / \partial z$ detektiert und die elektrostatische Komponente dieser Größe minimiert. Jeder Teilbereich der Sonde trägt entsprechend des Gradienten der in Gleichung 2.15 (vgl. S. 28) beschriebenen elektrostatischen Kraft zum gesamten Kraftgradienten bei. Wird vereinfachend eine Plattenkondensator-Geometrie angenommen, so werden die einzelnen Teilbereiche entsprechend der Fläche dA und des Abstandes der Kondensatorplatten d gewichtet.

$$\frac{\partial K}{\partial z} \propto \int_A \frac{\partial^2 C}{\partial^2 z} dA \propto \int_A \frac{1}{d^3} dA \quad (3.3)$$

In den nächsten Kapiteln werden lokale Messungen des Oberflächenpotentials im OFET-Kanal diskutiert. Bei diesen Messungen wurde das Potential der Kontakte variiert. Für eine Abschät-

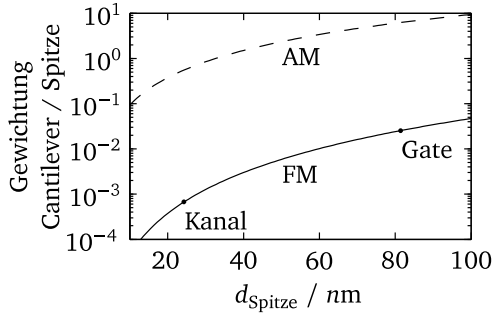


Abbildung 3.16.: Einfluss des Cantilevers im Vergleich zum Einfluss der Messspitze auf das Messsignal für AM-KPFM (AM) und FM-KPFM (FM). Die zu erwartenden effektiven Abstände zwischen Messspitze und Akkumulationsschicht (Kanal) bzw. Gateelektrode (Gate) zeigen die nach dem Modell zu erwartenden Gewichtungen im Akkumulationsfall bzw. bei einem verarmten Kanal.

zung der Beeinflussung des im Kanal gemessenen Potentials durch die Kopplung des Cantilevers (NSC14, MikroMasch, Tallin, Estland) mit den Kontakten wird angenommen, dass der Cantilever mit den Kontakten einen Plattenkondensator der Fläche $A_{\text{Cantilever}} \approx L_{\text{Cl}} * (B_{\text{Cl}} - \text{Kanallänge}) = 125 \mu\text{m} * (35 - 5) \mu\text{m} = 3750 \mu\text{m}^2$ bildet (vgl. Abbildung 3.15). Der Abstand dieser Kondensatorplatten $d_{\text{Cantilever}}$ ist durch die $20 \mu\text{m}$ bis $25 \mu\text{m}$ lange Spitze gegeben. Für die erwünschte Kapazität an der Messspitze wird die Kondensatorfläche $A_{\text{Spitze}} \approx (100 \text{ nm})^2$ und der effektive Abstand $d_{\text{Spitze}} \approx (d_{\text{Isolator}} + d_{\text{OHL}}) / \epsilon_r + \Delta Z \approx 250 \text{ nm} / 3.5 + 10 \text{ nm} = 81 \text{ nm}$ angenommen. Hier wurde für d_{Spitze} der ungünstige Fall eines verarmten Transistorkanals angenommen. Die nächste elektrisch leitende Fläche ist aus Sicht der Messspitze in diesem Fall die Gateelektrode. Daher müssen die Isolator- und die OHL-Schicht berücksichtigt werden. Der Abstand der Messspitze von der Probe wird durch ΔZ berücksichtigt. Wenn eine leitfähige Akkumulationsschicht vorliegt, die als leitfähige Fläche fungiert, so reduziert sich d_{Spitze} , da d_{Isolator} nicht berücksichtigt werden muss. Der Einfluss der Kontakte auf den Messwert wird dann entsprechend geringer (vgl. Abbildung 3.16).

Bezogen auf den gewünschten Bereich unter der Messspitze geht nach dieser Schätzung das Oberflächenpotential der Kontakte im ungünstigsten Fall mit

$$\frac{A_{\text{Cantilever}}}{A_{\text{Spitze}}} \frac{d_{\text{Spitze}}^3}{d_{\text{Cantilever}}^3} \approx 2,5 \% \quad (3.4)$$

in das FM-KPFM-Messergebnis ein. Beim Einsatz von AM-KPFM werden die absoluten Kräfte detektiert. Dadurch gehen bei der AM-Methode die Abstände lediglich mit der zweiten Potenz in das Verhältnis 3.4 ein. Bei gleichen Annahmen ergibt sich dadurch bei AM-KPFM ein Beitrag der Kontakte zum Messwert von 615%. AM-KPFM erscheint demnach für solche Messungen ungeeignet.

Die für diese Abschätzung gemachten Annahmen sind nicht in jedem Fall zutreffend. So bildet beispielsweise die pyramidenförmige Spitze ebenfalls eine Kapazität mit der Probe. Daher wurde diese Abschätzung experimentell überprüft, indem Proben in OFET-Geometrie, jedoch ohne Halbleiter, hergestellt und vermessen wurden. Das Oberflächenpotential im Kanal wird aufgrund

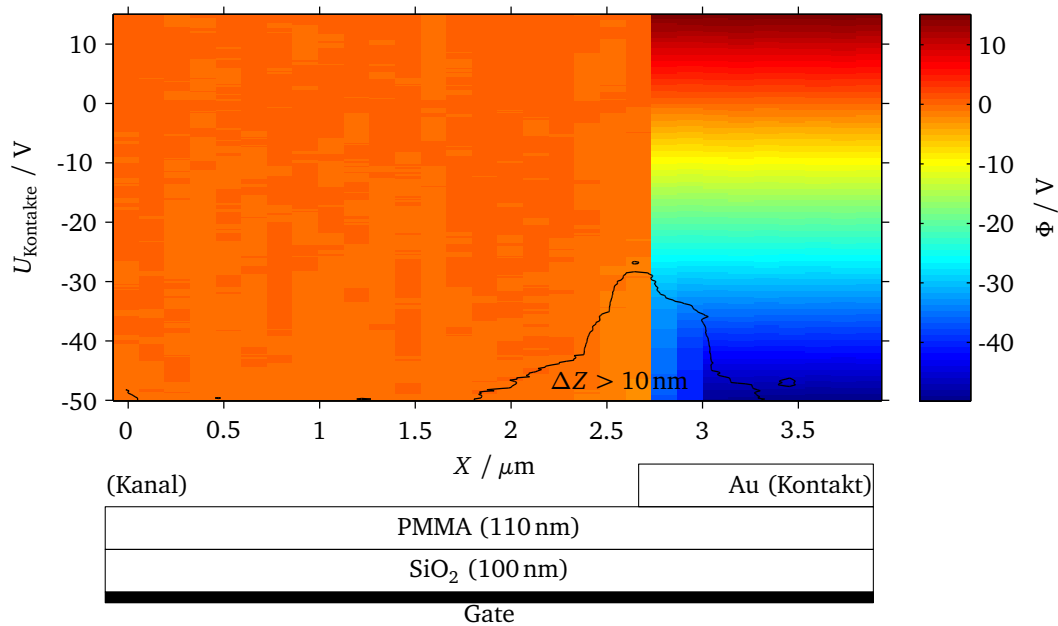


Abbildung 3.17.: Mit FM-KPFM gemessenes Oberflächenpotential am Übergang vom Transistorkanal (links) zur Kontaktelektrode (rechts). In dieser Probe wurde kein Halbleiter aufgebracht. Die schwarze Linie umrahmt ungültige Messpunkte, bei denen sich die Messspitze durch die an der Probe angelegte Spannung mehr als 10 nm von der Probe entfernt hat.

der hier vernachlässigbaren Leitfähigkeit des Isolators als konstant angenommen. Dadurch können Schwankungen des gemessenen Potentials auf den Einfluss der Kontakte zurückgeführt werden. Abbildung 3.17 zeigt eine solche Messung. Die Messspitze wurde hier in 100 nm-Schritten in x -Richtung über die Probe bewegt. An jedem Punkt wurde die Spannung an den Kontakten zwischen 15 V und -50 V variiert. Rechts im Bild ist das am Kontakt angelegte Potential zu erkennen. Dort befindet sich die Messspitze über einem der Kontakte. Für $x \leq 2 \mu\text{m}$ befindet sich die Spitze über dem Gateisolator. Das gemessene Potential hängt dort fast nicht von der Spannung an den Kontakten ab. Abbildung 3.18 zeigt Mittelwerte der im Kanalbereich und auf den Kontakten gemessenen Potentiale.

Während der Variation der Spannung an den Kontakten wurde die laterale Bewegung der Sonde an den Messpunkten gestoppt. Üblicherweise wird bei diesen sogenannten Spektroskopie-Experimenten die Topografieregler während des Stillstands ebenfalls deaktiviert. Dies soll verhindern, dass der Topografieregler während der Messung die Position der Sonde ändert und so die Messung beeinflusst. Bei den hier vorgestellten Experimenten entstehen jedoch starke laterale Gradienten im Oberflächenpotential, dadurch können die elektrostatischen Kräfte auf Messspitze und Cantilever nicht eliminiert werden. Die resultierenden elektrostatischen Kräfte verbiegen den Cantilever und ziehen die Messspitze auf die Probe. In der Regel führt dies zu einem Stromfluss durch die Spitze, welche durch die hohe Stromdichte beschädigt wird. Um dies zu verhindern, wird hier bei den Spektroskopie-Experimenten die Topografieregler nicht deaktiviert. Der Topografieregler erkennt dann die zunehmende Interaktion mit der Probe und

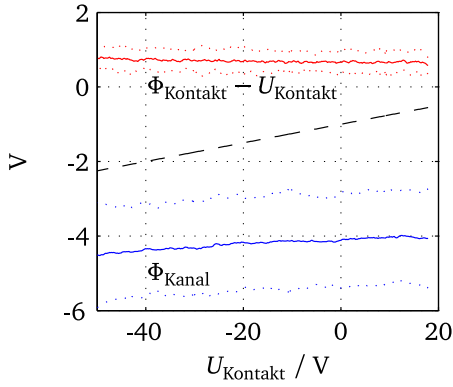


Abbildung 3.18.: Einfluss der angelegten Spannung U_{Kontakt} auf die gemessenen Potentiale. Aus einer Messung wie in Abb. 3.17 sind Mittelwerte und Extremwerte (gepunktet) der Potentiale im Kanal Φ_{Kanal} und auf dem Kontakt Φ_{Kontakt} dargestellt. Der Wert von $\approx -4\text{V}$ für Φ_{Kanal} kommt durch negative Ladungen zustande, die durch Feldemission aus der Messspitze im Kanal deponiert wurden. Der in Gleichung 3.4 abgeschätzte Einfluss von 2,5% ist durch die Steigung der gestrichelten Linie dargestellt.

zieht die Aufhängung des Cantilevers von der Probe weg, so dass der Abstand von Spitze und Probe trotz der höheren Anziehungskräfte nicht kleiner wird. Tatsächlich kann der Abstand dabei größer werden, wenn der Δf -Sollwert für die Topografieregung bereits bei einer größeren Entfernung zu Probe erreicht wird.

Die Messspitze weicht also in Bereichen starker lateraler elektrischer Felder von der Probe zurück. Dies ist in sofern erwünscht, als dass Beschädigungen an der Spitze und starke Beeinflussungen der Probe vermieden werden. Nachteilig ist dass durch die Erhöhung von d_{Spitze} in Gleichung 3.4 die laterale Selektivität deutlich reduziert wird und der Messwert stärker vom tatsächlichen Oberflächenpotential abweicht. Wird die Sonde 100 nm zurückgezogen, so wurde bei der verwendeten $\hat{U}_{\text{ac}} = 1\text{V}_{\text{pp}}$ keine ausreichende Rückkopplung bei der Kelvin-Regelung mehr beobachtet. Die Messwerte haben in einem solchen Fall keine Aussagekraft mehr. In Abbildung 3.17 ist der Bereich eingezeichnet, in dem die Änderung der Sondenhöhe Δz größer als 10 nm wurde. Bei diesem Abstand findet noch eine Potentialmessung statt, jedoch ist die in Gleichung 3.4 beschriebene Gewichtung ungünstiger. In dem markierten Bereich ist besonders an der Kante des Kontaktes die erwartete Abweichung des gemessenen Oberflächenpotentials zu beobachten. Die Änderung der Sondenhöhe Δz während einer solchen Messung wird daher als Indikator für Messwerte mit erhöhtem Messfehler verwendet.

Auch Bürgi et al. haben ein solche Zurückweichen beim kontinuierlichen Abtasten von OFETs beobachtet. Dort wurde das Zurückweichen des Tips von der Probe am Potentialsprung zwischen Kanal und Drainkontakt beobachtet [65]. Bereits bei einem Potentialsprung von $\approx 2\text{V}$ am Drainkontakt war dort ein deutliches Abweichen der Messspitze von der Topografie und ein Abweichen des gemessenen Potentials vom Probenpotential zu erkennen. Als mögliche Ursache wurde die durch den Ladungstransport am Pinch-Off verursachte Raumladung vor dem Drainkontakt genannt. Da bei der in Abbildung 3.17 vermessenen Probe kein Ladungstransport durch den Kanal erfolgt erscheint diese Erklärung hier nicht zutreffend. Mit den vorangegangenen Überlegungen kann jedoch ein einfaches Modell, wie es in Abbildung 3.19 skizziert ist, das Zurückweichen erklären. Die Kelvin-Regelung minimiert den Gradienten der elektrostatischen

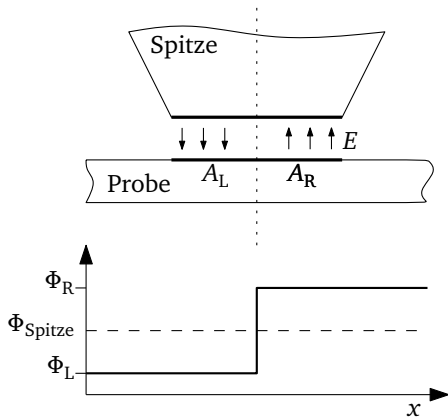


Abbildung 3.19.: Vereinfachtes Modell der Messung des Oberflächenpotentials an der Grenze zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlichen Oberflächenpotentialen.

Kraft an der Messspitze indem er das Potential der Spitze auf $\Phi_{\text{Spitze}} = (\Phi_L A_L + \Phi_R A_R) / A_{\text{Ges}}$ regelt. Dadurch wird die elektrostatische Kraft auf das Minimum

$$K_{\text{el}} = -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \frac{A_L A_R}{(A_L + A_R)^2} (\Phi_L - \Phi_R)^2$$

reduziert. Der Gradient dieser verbleibenden Kraft wird vom Topografieregler detektiert, der daraufhin den Abstand zur Probe entsprechend erhöht.



4 Das Oberflächenpotential von OFETs im quasistatischen Betrieb

Die Untersuchung von Instabilitäten in OFETs durch zeitabhängige Messungen des Oberflächenpotentials erfordert zunächst Kenntnis über die Beschaffenheit der statischen Oberflächenpotentiale. In diesem Kapitel werden daher die Oberflächenpotentiale der hier verwendeten Modellsysteme untersucht und mit den in Kapitel 2.2 angeführten Modellvorstellungen interpretiert. Nach der Betrachtung des Oberflächenpotentials im Kanal wird anschließend der Einfluss von Spannungsabfällen an den Kontakten auf das Transistorverhalten diskutiert. Im folgenden Kapitel werden dann durch lokale, dynamische Messungen mögliche Ursachen für Instabilitäten untersucht.

Für die orts aufgelöste Messung der Potentialverläufe kommt der in Kapitel 3.5 beschriebene Messaufbau zum Einsatz. Bei einem Bottom-Gate OFET kann mit diesem Aufbau das Potential an der Oberfläche des Halbleiters im Kanalbereich und auch das Oberflächenpotential der Kontaktelektroden ermittelt werden.

Es soll erwähnt sein, dass die meisten Parameter, die aus den gemessenen Potentialen berechnet werden können, auch durch systematische Untersuchungen der U/I-Kennlinien zugänglich sind [19]. Die deutlich aufwendigere KPFM-Methode erlaubt es jedoch, die Modellvorstellungen, die den Auswertungen der U/I-Kennlinien zu Grunde liegen, mit direkt gemessenen Potentialdaten zu vergleichen. Die gemessenen Oberflächenpotentiale erlauben es insbesondere, den Transport im Kanal und die Kontaktbereiche getrennt zu betrachten und so zu überprüfen, ob die Modellvorstellungen für die einzelnen Bereiche zutreffen. Systematische Untersuchungen verschiedener OFETs lassen sich dann oft effizienter durch U/I-Kennlinien durchführen.

Einige Untersuchungen des Oberflächenpotentials verschiedener OFETs durch KPFM sind bereits bekannt. Bürgi et al. demonstrierten bereits die Möglichkeiten, lokal im Kanal den Ladungstransport zu untersuchen oder Potentialsprünge zu identifizieren und zu charakterisieren [65, 66, 69, 70]. Für die hier untersuchten Pentacen OFETs setzen nur wenige Arbeiten FM-KPFM als Methode zur Oberflächenpotentialmessung ein [71, 72]. Bei diesen Arbeiten liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung lokaler Phänomene an besonders dünnen Schichten. Während Bürgi et al. einen Messaufbau mit FM-KPFM verwenden, der als Grundlage des in dieser Arbeit aufgebauten Systems dient, greifen andere Arbeiten an Pentacen basierten OFETs auf EFM oder AM-KPFM im Lift-Mode zurück [47, 73–75]. Bei solchen Messungen können bereits die auf

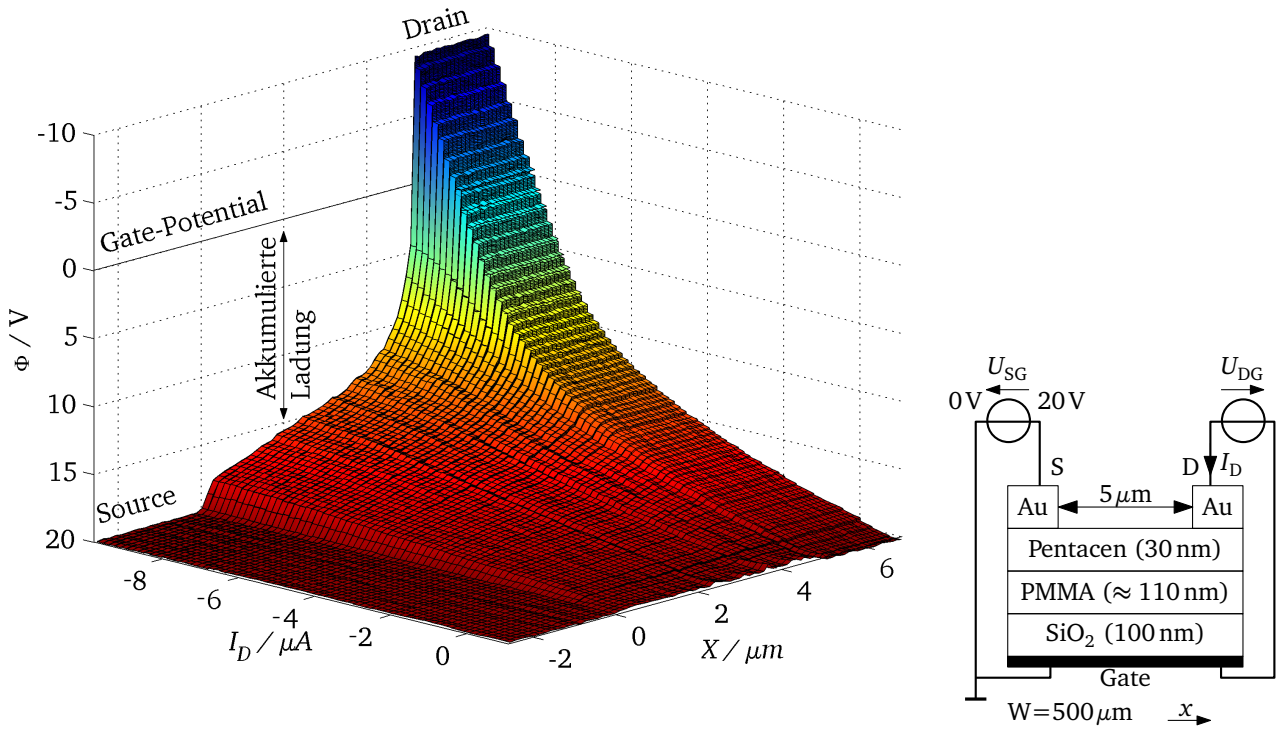


Abbildung 4.1.: Oberflächenpotential eines Pentacen basierten OFETs mit Au Kontakten in Abhängigkeit der Position in Kanal X und des Drainstromes I_D (links). Struktur des vermessenen Bauteils (rechts).

den Kontaktelektroden gemessenen Spannungen um $\approx 15\%$ von den angelegten Spannungen abweichen [47]. Diese Abweichungen können durch die begrenzte laterale Selektivität der dort verwendeten Methoden erklärt werden (vgl. Abschnitt 3.5.4). Daher wurden in dieser Arbeit eigene Untersuchungen der Potentialverläufe durchgeführt, wodurch auch Einflüsse des jeweiligen Herstellungsprozesses berücksichtigt werden konnten. Um sowohl Elektronen-, als auch Lochleitung genauer untersuchen zu können, wurde KPFM im Ultrahochvakuum eingesetzt. Dadurch wurde eine Beeinflussung der Bauteile durch Sauerstoff oder Feuchtigkeit vermieden und die Verwendung von metallischen Ca-Elektroden für eine effiziente Elektroneninjektion ermöglicht.

Zur Bestimmung des Potentialverlaufes zwischen Source und Drain wird der Kanal der zu untersuchenden OFETs der Länge nach abgetastet und dabei das Oberflächenpotential gemessen. Über dem Source- und Drain-Kontakt wird dabei jeweils das Potential des Kontaktes selbst gemessen. Durch Variation des Betriebszustandes an jedem zehnten Rasterpunkt entsteht ein Datensatz, wie er in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Dort ist bei $U_{GS} = -20 \text{ V}$ und verschiedenen Drainströmen I_D das relativ zur Gateelektrode gemessene Oberflächenpotential Φ an verschiedenen Positionen X aufgetragen. Für jede Position Y entlang der Breite des Kanals lassen sich solche Datensätze erstellen.

Aus den gemessenen Potentialen ist zu erkennen, dass Source konstant auf 20 V gehalten wurde. Die Spannung zwischen Gate und Source ist dementsprechend $U_{GS} = -20\text{ V}$. Durch diese Gate-Spannung werden Löcher im Kanal akkumuliert und der Kanal wird leitfähig. Ist das Potential auf Drainseite ebenfalls 20 V, so nimmt auch der leitfähige Kanal das Potential von 20 V an. Wird nun U_{DS} geändert, so fließen Ladungsträger aus dem Kanal ab und es entsteht ein Drainstrom I_D . Dieser Strom wird im Kanal von den dort akkumulierten Ladungsträgern getragen und ist getrieben durch das Potentialgefälle im Kanal. Verhält sich der Potentialverlauf im Kanal anfangs noch linear, wie es bei einem Kanal mit etwa konstanter Leitfähigkeit zu erwarten ist, so wird bei höheren Strömen deutlich, dass zum Drain hin das Potentialgefälle, also das laterale Feld F_x immer stärker wird. Dieses Phänomen ist, wie auf Seite 19 beschrieben, der reduzierten Dichte an beweglichen Ladungsträgern in Drainnähe zuzuschreiben. Geht dort die Ladungsträgerdichte gegen null, so fällt fast die gesamte zusätzlich an den Drain angelegte Spannung über dem drainnahen Kanalbereich ab. Als Folge sättigt der Drainstrom I_D . Zwischen Source-Kontakt und Kanal ($x = 0$) ist ein vom Drainstrom abhängiger Potentialsprung zu erkennen. Diese Potentialunterschiede an den Kontakten werden in Abschnitt 4.2 diskutiert. Zunächst wird nun der Transport im Kanal betrachtet.

4.1 Potentialverlauf im Kanal

Der Ladungstransport im Transistorkanal spiegelt sich im Potentialverlauf zwischen Source und Drain wieder. Um Informationen über den Ladungstransport zu erhalten, wurde versucht, die gemessenen Potentialverläufe mit den Potentialverläufen theoretischer Transistormodelle zu beschreiben. Dazu wurde die Summe der Fehlerquadrate $\sum_i (\Phi_{\text{Gemessen}}(x_i) - \Phi_{\text{Modell}}(x_i))^2$ durch Anpassen der Modellparameter minimiert. Ausgehend vom idealen Transistormodell in Kapitel 2.2 wurden schrittweise komplexere Modelle verwendet, um den Potentialverlauf genauer zu beschreiben. Im Kanal wurden dabei virtuelle Source- und Drainkontakte s und d definiert. Dies erlaubte es, den Ladungstransport zwischen s und d zu untersuchen, ohne die Eigenschaften der realen Kontakte S und D berücksichtigen zu müssen.

In allen hier verwendeten Modellen für den Potentialverlauf im Kanal wird die Annahme gemacht, dass der Drainstrom des OFETs gleichmäßig über die Weite W des Kanals verteilt ist. Voraussetzung dafür ist eine konstante Kanallänge. Um diese zu erhalten, wurde darauf geachtet, dass die Kanallänge auf der gesamten Kanalweite möglichst konstant ist und die Kanten der Kontakte gerade sind (vgl. Kapitel 3.4). Ein einfaches Modell für den Potentialverlauf im Kanal $\Phi(x)$ eines OFETs ist in Gleichung 2.8 gegeben und kann auf den Kanalbereich zwischen den Punkten s und d angewendet werden:

$$\Phi(x) = \sqrt{U_{sG}^2 - \frac{x}{l} (U_{sG}^2 - U_{dG}^2)} \quad \text{mit} \quad l = x(d) - x(s) \quad (4.1)$$

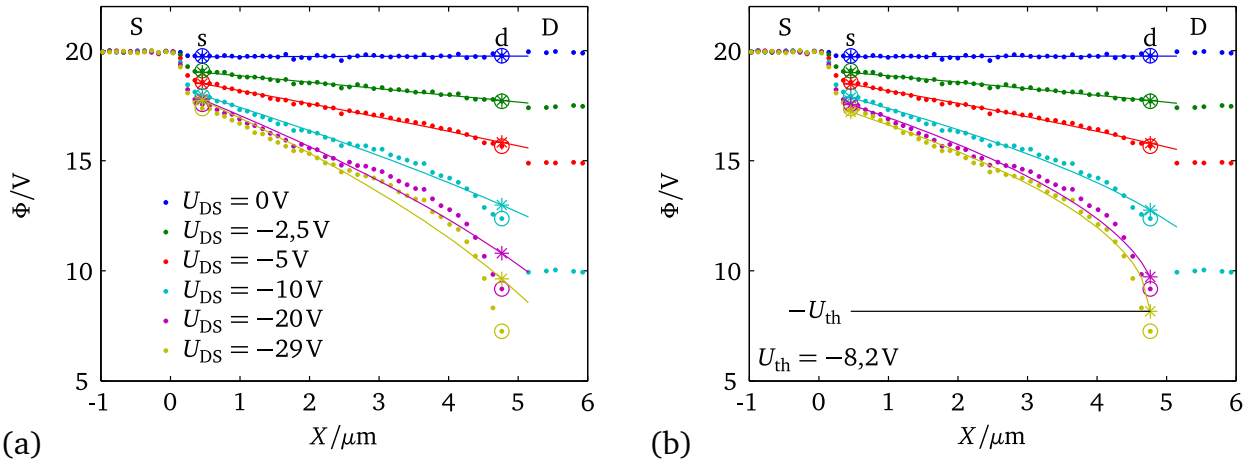


Abbildung 4.2.: Gemessene (Punkte) und nach Gleichung 4.1 berechnete Potentialverläufe (Linien) des in Abbildung 4.1 dargestellten Pentacen basierten OFETs mit Au-Top-Kontakten und PMMA-Dielektrikum. Sterne stellen die jeweils für U_{sG} und U_{dG} durch Fehlerminimierung gefundenen Werte dar. In (a) wurde $\Phi(G) = 0$ gesetzt. In (b) wurde $\Phi(G) = -U_{th}$ durch Fehlerminimierung bestimmt.

Dieses Modell verwendet die Gradual-Channel-Näherung und nimmt an, dass die Beweglichkeit der Ladungsträger μ konstant ist. Dabei ist $\Phi(x)$ jedoch unabhängig von μ . $\Phi(x)$ liefert daher keine Information über den Betrag von μ . Zur Bestimmung von μ ist, wie später beschrieben, I_D notwendig.

Abbildung 4.2(a) zeigt einige der gemessenen Potentialverläufe (Punkte) aus den in Abbildung 4.1 dargestellten Daten. Zusammen mit den Messwerten sind nach Gleichung 4.1 berechnete Werte (Linien) dargestellt. Die gemessenen Daten umfassen 300 Potentialverläufe, bei denen die an Drain angelegte Spannung in Schritten von 0,1V geändert wurde. Die berechneten Daten wurden an die gemessenen Daten angeglichen, indem die Fehlerquadrate durch Wahl geeigneter Werte für U_{sG} und U_{dG} minimiert wurden. Die Fehlerquadrate wurden gleich gewichtet. Zunächst wurden auch orts- oder feldabhängige Gewichtungen, sowie händisches Angleichen eingesetzt. Dies führte jedoch zu ähnlichen Ergebnissen. Kreise markierten die als s bzw. d definierten Positionen im Kanal. Sie begrenzen gleichzeitig lateral den Datenbereich, der während der Fehlerminimierung berücksichtigt wurde. Die bei der Fehlerminimierung für U_{sG} und U_{dG} gewählten Werte sind durch Sterne dargestellt. Für kleine Potentialunterschiede U_{ds} zwischen Drain und Source arbeitet der OFET im Linearbetrieb. Das Potential verläuft annähernd linear zwischen Source und Drain und kann durch Gleichung 2.8 gut beschrieben werden. Verarmt der Kanal bei höheren U_{ds} zum Drainkontakt hin an beweglichen Ladungsträgern, so wird der gemessene Potentialverlauf nicht mehr durch die berechneten Daten beschrieben.

Wie im Modell für den Drainstrom kann eine Schwellspannung eingeführt werden, um das Verhalten des Bauteils besser zu beschreiben. Daher wurde in Abbildung 4.2(b) das Potential der Gateelektrode um eine Schwellspannung U_{th} korrigiert. Für die Anpassung des Modells an die

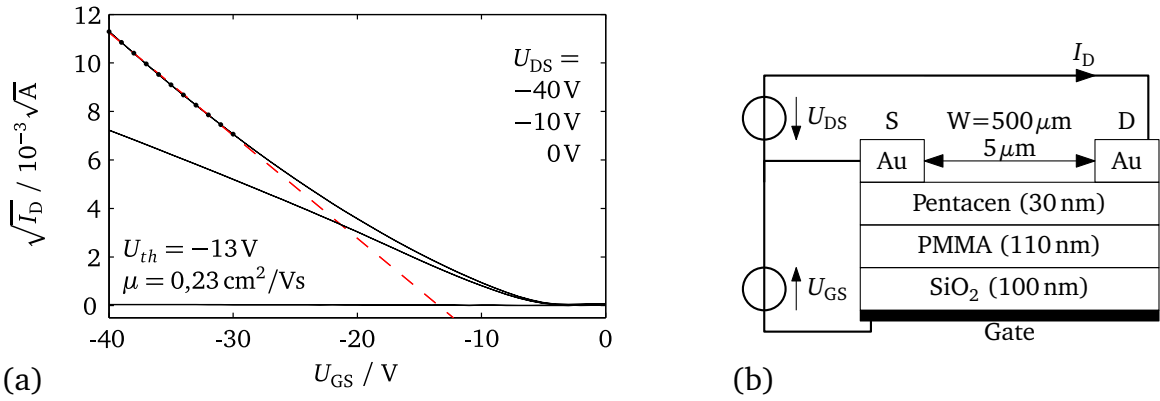


Abbildung 4.3.: Transferkennlinien (a) und Skizze (b) des in Abbildung 4.1 vermessenen Pentacen basierten OFETs mit Au-Top-Kontakten und PMMA-Dielektrikum. Die Transferkennlinien wurden von -40 V bis 0 V und von 0 V bis -40 V gemessen. An die Daten (Punkte) mit $V_{DS} = -40 \text{ V}$ wurden im Sättigungsbereich bei $V_{DS} = -40 \text{ V}$ bis -30 V Ausgleichsgeraden (gestrichelt) eingezeichnet, deren Nullpunkte bei U_{th} liegen und aus deren Steigungen μ nach Gleichung 2.9 berechnet wurde.

Messdaten wurden wieder für jeden einzelnen Potentialverlauf U_{sG} und U_{dG} so gewählt, dass die Fehlerquadrate minimal wurden. Zusätzlich wurde für alle Potentialverläufe ein gemeinsames U_{th} so gewählt, dass die Summe aller Fehlerquadrate minimal wurde. Die berechneten Potentiale stimmen nach diesem einfachen Modell bereits gut mit den Messwerten überein. Das Einführen von U_{th} kann so interpretiert werden, dass die beweglichen Ladungsträger weiterhin eine konstante Beweglichkeit aufweisen, während eine durch U_{th} vorgegebene Menge an Ladungsträgern komplett unbeweglich ist.

Stimmt das in Kapitel 2.2 beschriebene, einfache Modell für den Transistor, so sollte der aus den Potentialverläufen bestimmte Wert $U_{th}(\Phi) = -8 \text{ V}$ mit den aus Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmten Werten übereinstimmen. An den in Abbildung 4.3 dargestellten Transferkennlinien des untersuchten OFETs ergibt sich jedoch durch Anlegen einer Ausgleichsgeraden im Sättigungsbereich bei $U_{GS} = -30 \text{ V}$ bis -40 V der Wert $U_{th}(I_D) \approx -13 \text{ V}$. Diese Abweichung kann daher rühren, dass $U_{th}(I_D)$ aus Messdaten bei $U_{GS} = -30 \text{ V}$ bis -40 V bestimmt wurde, während $U_{th}(\Phi)$ auf Potentialdaten bei $U_{GS} = -20 \text{ V}$ basiert. Bei Betrachtung der $\sqrt{I_D}(U_{GS})$ -Kennlinie in Abbildung 4.3 fällt auf, dass die Kennlinie um $U_{GS} = -20 \text{ V}$ nicht der Ausgleichsgeraden folgt, sondern gekrümmt darüber verläuft. Eine bei $U_{GS} = -20 \text{ V}$ angelegte Ausgleichsgerade würde die U_{GS} -Achse in Übereinstimmung mit $U_{th}(\Phi)$ bei $\approx -8 \text{ V}$ schneiden. Die $\sqrt{I_D}(U_{GS})$ -Kennlinie verläuft in diesem Bereich jedoch nicht linear. Gleichung 2.9 trifft daher dort nicht zu. Der lineare Verlauf von $\sqrt{I_D}(U_{GS})$ wird erst ab $U_{GS} \approx -30 \text{ V}$, und damit auch höheren Ladungsträgerdichten beobachtet.

Um auch $U_{th}(\Phi)$ sowohl bei kleinen, als auch bei großen Ladungsträgerdichten zu betrachten, wurden Potentialverläufe (Abbildung 4.5, links) untersucht, die sowohl im Bereich niedriger Ladungsträgerdichten, als auch im Bereich hoher Ladungsträgerdichten eine Krümmung auf-

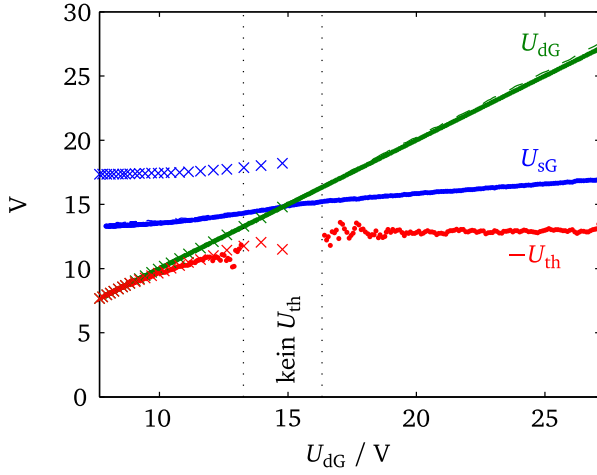


Abbildung 4.4.: Extraktion von U_{th} aus $\Phi(x)$ im Kanal: Dargestellt sind Parameter, die durch Anpassen von Gleichung 2.8 an einzelne Potentialverläufe gefunden wurden. Die Parameter wurden aus den in Abb. 4.2 (Kreuze), sowie Abb. 4.5 (Punkte) dargestellten Potentialverläufen extrahiert. Die im Kanal an den virtuellen Kontakten s und d gemessenen Potentiale sind gestrichelt eingezeichnet. Für $U_{dG} \approx U_{dG}$ konnte kein U_{th} gefunden werden, da U_{th} nur einen geringen Einfluss auf den dort nahezu linearen Potentialverlauf hat.

weisen. Die Krümmung wird zur Bestimmung von $U_{th}(\Phi)$ benötigt, da im linearen Betrieb der Potentialverlauf nicht von $U_{th}(\Phi)$ abhängig ist (vgl. Abbildung 4.2). Der OFET wurde dabei mit $U_{SG} = 15\text{ V}$ und $U_{DG} = 30\text{ V}$ bis 0 V in 300 Schritten betrieben. Dies entspricht $U_{GS} = -15\text{ V}$ und $U_{DS} = 15\text{ V}$ bis -15 V . Das Potential im Kanal kann dabei zwischen 0 und 30 V variieren.

Wie zuvor wurde nun versucht, Gleichung 4.1 mit $\Phi(G) = -U_{th}(\Phi)$ an die auf Seite 64 in Abbildung 4.5 links dargestellten Daten anzugleichen. Wurde ein gemeinsames U_{th} für alle gemessenen Profile gesucht, so wichen die Potentialverläufe im Bereich der Krümmung deutlich ab. Wurde U_{th} dagegen für jeden Potentialverlauf einzeln optimiert, so ergab sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Verläufen. Die durch numerische Kurvenanpassung gefundenen Werte für U_{th} sind zusammen mit den gemessenen und berechneten $\Phi(s)$ und $\Phi(d)$ in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Dichte der im Kanal akkumulierten Ladungsträger nimmt mit steigendem U_{dG} zu. Bei geringen Dichten wurde die beste Übereinstimmung der berechneten Verläufe mit den Messwerten stets für $-U_{th} \approx U_{dG}$ gefunden (Abbildung 4.4, links). U_{dG} ist ein Grenzwert für U_{th} , da für $-U_{th} > U_{dG}$ nach dem Modell die Ladungsträgerdichte negativ wird und somit keine physikalisch sinnvollen Potentialverläufe mehr erhalten werden. Lösungen mit negativen Ladungsträgerdichten mussten bei der Minimierung der Abstandsquadrate ausgeschlossen werden, um solche unphysikalischen Ergebnisse zu vermeiden. Ähnliche Werte für $U_{th}(\Phi)$ ergeben sich, wenn die Parameter aus den zuvor in Abbildung 4.2 ausgewerteten Daten extrahiert werden (Abbildung 4.4, Kreuze). Bei kleinen Ladungsträgerdichten ist $U_{th}(\Phi)$ demnach abhängig von den angelegten Spannungen. Interessanterweise wird $U_{th}(\Phi)$ dabei wesentlich durch U_{dG} , also den Bereich geringerer Ladungsträgerdichten am Drain, bestimmt. Bei höheren Dichten dagegen verläuft $U_{th}(\Phi)$ nahezu konstant bei -13 V . Dies stimmt mit $U_{th}(I_D)$ überein. Das Modell einer konstanten Beweglichkeit und einer festen Schwellspannung U_{th} scheint daher bei höheren Ladungsträgerdichten zutreffend.

Im Sub-Threshold-Bereich ($|U_{GS}| \approx$ oder $< |U_{th}|$) scheint das Modell dagegen nicht zutreffend. Die aus den Potentialverläufen extrahierten $U_{th}(\Phi)$ sind abhängig von den angelegten Span-

nungen, zudem verläuft $\sqrt{I_D}(U_{GS})$ nicht linear und auch deutlich unterhalb U_{th} fließt noch ein Drainstrom.

Der hier beobachtete ausgeprägte gekrümmte Verlauf von $\sqrt{I_D}(U_{GS})$ und ein signifikanter Drainstrom im Sub-Threshold-Bereich sind typisch für OFETs [76]. Der für OHL typische Hopping-Transport bietet einen Ansatzpunkt für eine Erklärung des Sub-Threshold-Verhaltens. Bedingt durch den Hopping-Transport kann die Beweglichkeit der Ladungsträger von der Ladungsträgerdichte abhängen (s. Kapitel 2.1). In einem theoretischen Modell von Vissenberg und Matters wird diese Abhängigkeit für eine exponentiell verteilte DOS beschrieben [11]. Abhängig von der durch T_0 quantifizierten Breite der DOS wird dann die Dichteabhängigkeit der Beweglichkeit durch

$$\mu(\Phi) = f_0(\Phi - U_{th})^{\beta-2} \quad (4.2)$$

mit $\beta = 2T_0/T$ beschrieben [48]. Dabei ist T die absolute Temperatur und f_0 ein temperaturabhängiger Vorfaktor, der unter anderem die Überlappung der Orbitale zwischen den OHL-Molekülen berücksichtigt [11].

Smits et al. berechneten unter Annahme dieser Abhängigkeit sowohl den Drainstrom

$$I_D = -\frac{f_0 \tilde{C}}{\beta(\beta-1)} \frac{W}{L} \left((U_{SG} + U_{th})^\beta - (U_{DG} + U_{th})^\beta \right) \quad (4.3)$$

als auch den Potentialverlauf

$$\Phi(x) = -U_{th} + \sqrt[\beta]{(U_{SG} + U_{th})^\beta - \frac{x}{L} \left((U_{SG} + U_{th})^\beta - (U_{DG} + U_{th})^\beta \right)} \quad (4.4)$$

im Transistorkanal und bestimmten U_{th} , f_0 und β für auf Poly(Triarylamin) bzw. Nickel-Dithiolen basierende OFETs [48]. Die berechneten Daten wurden dazu durch geeignete Wahl der Parameter an die gemessenen Ströme und Potentialverläufe angepasst. Mit $\beta = 2$ wird $\mu(\Phi)$ konstant und die Gleichungen 4.3 und 4.4 ergeben die Gleichungen für I_D und Φ aus Kapitel 2.2. Die Abhängigkeit der Beweglichkeit von Φ ist für unterschiedliche β in Abbildung 4.7(a) dargestellt. Bei den Poly(Triarylamin) basierten OFETs erhielten Smits et al. mit $\beta = 2,7$ die beste Übereinstimmung mit den Messdaten.

Smits et al. gelang es, die gemessenen Potentialverläufe bei kleinen Drainspannungen im Linearbereich in guter Übereinstimmung zu berechnen. Bei stärkeren lateralen Potentialgradienten, z.B. in der Nähe des Pinch-Off, weichen die Messwerte jedoch sehr deutlich vom Modell ab [48]. Die Beschreibung des Messaufbaus von Smith et al. lässt vermuten, dass dort eine AM-KPFM-Technik zum Einsatz kam. Dies kann auch erklären, warum die Messwerte dort vor der

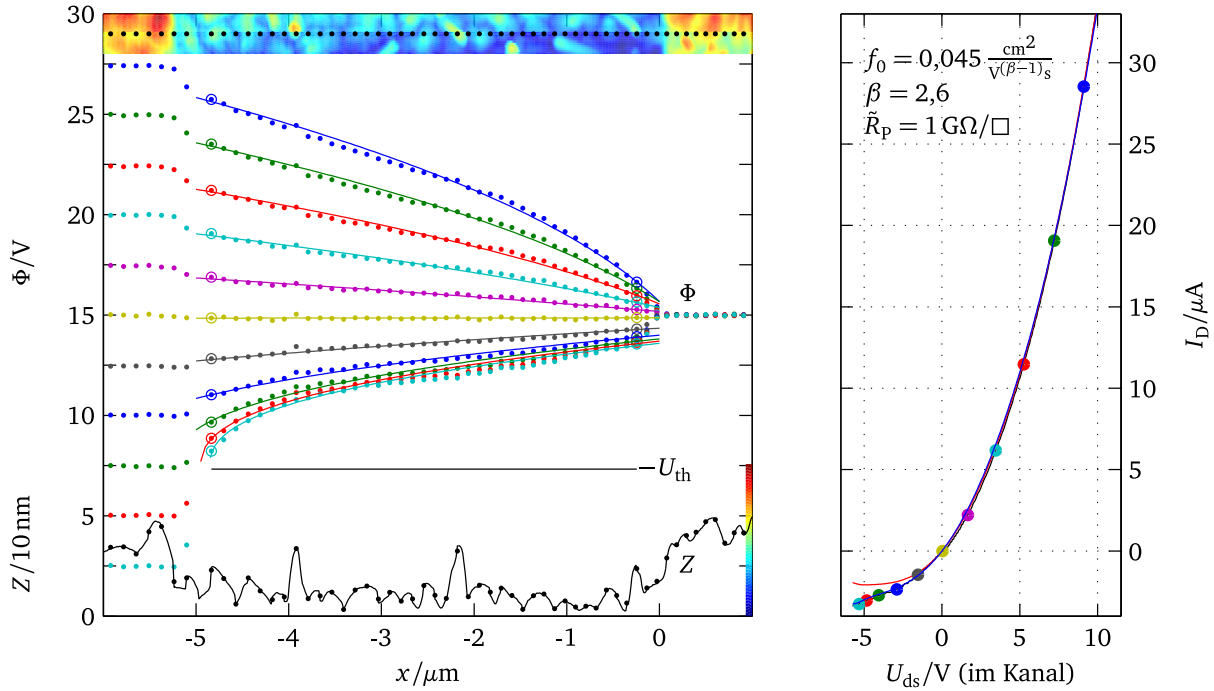


Abbildung 4.5.: Simultane Erfassung von $\Phi(x)$ und I_D bei $U_{GS} = -15\text{V}$ am Pentacene-OFET aus Abb. 4.3(b). Links: Auswahl von gemessenen (Punkte) und nach Gleichung 4.4 berechneten Potentialverläufen (Linien). Kreise markieren die bei der Berechnung als virtuelle Source (s, rechts) bzw. Drain (d, links) angenommenen Positionen. In der Aufsicht der Topografie (oben) sind die Positionen der Potentialmessungen (schwarze Punkte) dargestellt. Die Farbskala der Aufsicht ist im Schnitt der Topografie (unten) dargestellt. Rechts: I_D (schwarz) in Abhängigkeit des Potentialabfalls $U_{ds} = \Phi(d) - \Phi(s)$ im Kanal. Punkte markieren die zu den links dargestellten Potentialverläufen gehörigen Ströme. Nach Gleichung 4.3 berechneter Drainstrom ohne (rot) und mit Annahme eines zusätzlichen Parallelwiderstandes R_p (blau).

Auswertung verschoben und skaliert werden mussten, um die an Source und Drain angelegte Spannung zu erhalten. Daher können die Abweichungen vermutlich durch eine Faltung des tatsächlichen Oberflächenpotentials mit einer ungünstigen Punktantwort der Messspitze erklärt werden.

Dieses Modell wurde auf den hier untersuchten Pentacene basierten OFET angewendet, um zu untersuchen, wie gut die FM-KPFM erfassten Potentialverläufe beschrieben werden können und ob mit diesem Modell auch bei geringen Ladungsträgerdichten eine Beschreibung der Potentialverläufe und Ströme des Bauteils gelingt. Dazu wurde zunächst der zuvor verwendete Datensatz mit $U_{GS} = -15\text{V}$ und $U_{DS} = 15\text{V}$ bis -15V verwendet, bei dem die Beschreibung der Potentialverläufe mit einem konstanten U_{th} und konstanter Beweglichkeit μ nicht gelang. In Abbildung 4.5 sind links eine Auswahl der gemessenen Potentialverläufe (farbige Punkte) und rechts der simultan gemessene Drainstrom (schwarze Linie) aufgetragen. Die farbigen Punkte für I_D markieren die I_D -Messwerte, zu denen links ein Potentialverlauf in der entsprechenden Farbe dargestellt wurde.

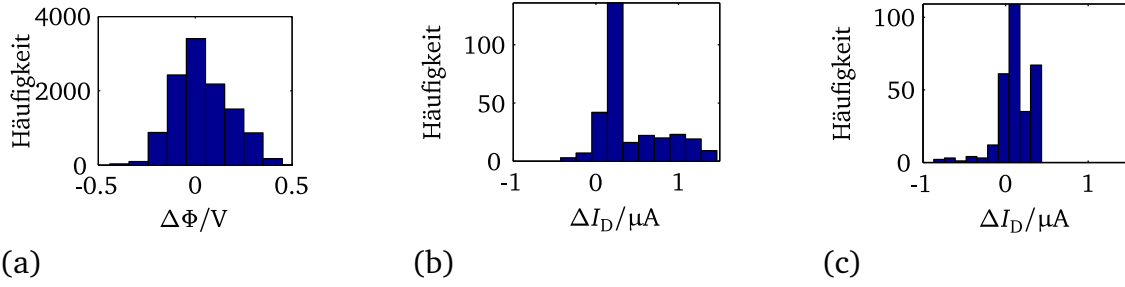


Abbildung 4.6.: Histogramme der Differenzen von berechneten und gemessenen Werten aus Abbildung 4.5. Dargestellt sind die Differenzen für das Oberflächenpotential (a), den Drainstrom (b) und den Drainstrom unter Berücksichtigung eines Parallelwiderstands (c).

Die bei dieser Messung erfassten Ströme (Abbildung 4.5, rechts) müssten für hohe Ladungsträgerdichten durch Gleichung 4.3 mit $\beta = 2$ (entspricht Gleichung 2.10) bei Wahl eines geeigneten f_0 und U_{th} beschrieben werden können. Im Bereich $U_{ds} > 0$ gelingt dies in sehr guter Übereinstimmung (nicht dargestellt). Dabei ergibt sich für $\mu(\Phi)$ der in Abbildung 4.7(a) für $\beta = 2$ dargestellte Verlauf. Für $\Phi = 0$ bis $-U_{th}$ werden die akkumulierten Ladungsträger als unbeweglich angenommen. Für alle zusätzlich akkumulierten Ladungsträger wird eine Beweglichkeit von $0,22 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ angenommen. Diese Beweglichkeit entspricht der aus dem Sättigungsbereich in Abbildung 4.3 bestimmten Beweglichkeit von $0,23 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$. Dieser Wert ist auch vergleichbar mit den in früheren Arbeiten für Pentacen basierte OFETs mit PMMA-Dielektrikum und einer Kanallänge von $0,10 \text{ mm}$ bestimmten Löcher-Beweglichkeiten von $0,12 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ [39, 77].

Im Bereich um U_{th} können sowohl I_D als auch der Verlauf von Φ nicht mehr mit konstanten Werten für μ und U_{th} beschrieben werden. Um eine einheitliche Beschreibung zu erreichen, wird daher im Folgenden der Parameter β ebenfalls variiert, um die berechneten Werte an die Messwerte anzugleichen. Durch Variation von β kann der Verlauf der im Modell angenommenen Beweglichkeit geändert werden. Die Krümmung des Potentialverlaufes zu niedrigeren Ladungsträgerdichten hin kann nun sowohl durch Erhöhen von $|U_{th}|$, als auch durch Erhöhen von β verstärkt werden. Dies führt dazu, dass die Potentialverläufe durch mehrere Kombinationen von U_{th} und β gut beschrieben werden können. Daher konnten U_{th} und β nicht allein aus den Potentialverläufen bestimmt werden.

Während U_{th} und β einen ähnlichen Einfluss auf den $\Phi(x)$ haben, so unterscheiden sie sich doch deutlich in ihrem Einfluss auf den Verlauf von I_D . Daher wurden I_D und Φ gemeinsam bei der Optimierung der Parameter berücksichtigt. Dazu wurde zunächst I_D normiert, um die Unbekannte f_0 in Gleichung 4.3 zu eliminieren. U_{th} und β wurden so gewählt, dass die Abstandsquadrate der normierten I_D - und der absoluten Φ -Werte minimal wurden. Für jeden Potentialverlauf wurde dabei der Mittelwert der Abstandsbeträge berechnet, so dass je 300 Differenzwerte für I_D und Φ vorlagen. Der Einfluss der Gewichtung von Strömen und Potentialen auf das Ergebnis des für die Optimierung verwendeten Levenberg-Marquardt-Algorithmus war vernachlässigbar.

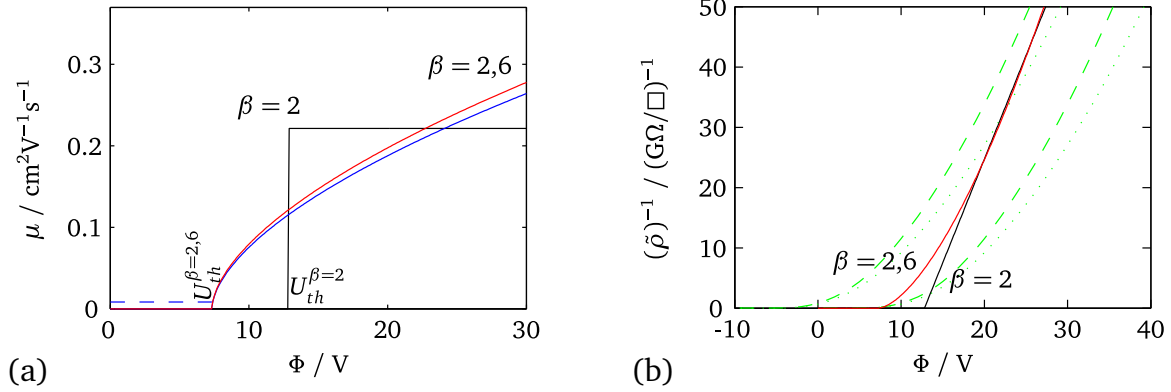


Abbildung 4.7.: Bei den Berechnungen angenommene Ladungsträgerbeweglichkeit (a) sowie die resultierende Leitfähigkeit (b) für $\beta = 2$ (schwarz) und $\beta = 2,6$ (rot) in Abhängigkeit von der akkumulierten Ladungsträgerdichte (angegeben durch das Oberflächenpotential Φ). Für $\Phi < -U_{th}$ wurde $\mu = 0$ gesetzt. Bei Berücksichtigung eines Parallelwiderstands R_p (blau in (a)) ergibt sich ein ähnlicher Verlauf. Der Wert $1/(\tilde{R}_p \tilde{C}|U_{th}|)$ veranschaulicht R_p in Relation zu den Beweglichkeiten (blau, gestrichelt). In (b) sind aus der Transferkennlinie (Abb. 4.3) bei $U_{DS} = -10V$ berechnete Schichtleitwerte (grün, gepunktet) für $\Phi = U_{SG}$ und $\Phi = U_{DG}$ dargestellt. Bei Berücksichtigung eines Potentialabfalls von 2V an Source (grün, gestrichelt) ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

Die Werte für U_{SG} und U_{DG} in Gleichung 4.4 wurden ebenfalls durch eine Minimierung der Fehlerquadrate zu jeweils drei Datenpunkten aus Source- bzw. Drain-Seite gesucht. Dadurch wurde der Einfluss eventueller Messfehler bei den äußersten Datenpunkten auf das Ergebnis reduziert. Beim Einsetzen der äußersten Messwerte direkt als U_{SG} und U_{DG} zeigte sich keine signifikante Abweichung der bestimmten Parameter. Schließlich wurden durch Wahl eines geeigneten f_0 die gemessenen I_D an die berechneten Werte angeglichen.

Die mit den gefundenen Parametern berechneten Potentialverläufe sind in Abbildung 4.5 links durch Linien dargestellt. Die für I_D berechneten Werte sind rechts durch eine rote Linie dargestellt, die lediglich bei $U_{ds} \approx -5V$ leicht von den Messwerten (schwarze Linie mit bunten Punkten) abweicht. Das verwendete Modell beschreibt sowohl die Potentialverläufe als auch den Drainstrom sehr gut. Um die Qualität der Übereinstimmung besser beurteilen zu können, sind Histogramme der Differenzen zwischen gemessenen und berechneten Werten in Abbildung 4.6 dargestellt. Abbildung 4.6(a) zeigt, dass alle Abweichungen von Φ im Rahmen der Messungenauigkeit liegen ($\hat{U}_{ac} \approx 1V_{pp}$). Dagegen sind bei I_D in Abbildung 4.6(b) abweichende Messwerte um $\approx 1\mu A$ zu erkennen.

Die gefundenen Parameter U_{th} , f_0 und β lassen sich nicht direkt mit den zuvor genannten Werten für μ und U_{th} vergleichen. In Abbildung 4.7(a) ist daher der Verlauf der nach Gleichung 4.2 durch diese Parameter modellierten Ladungsträgerbeweglichkeit dargestellt. Die $\beta = 2$ angenommene Stufe in der Beweglichkeit ist bei $\beta = 2,6$ durch einen graduellen Anstieg der Beweglichkeit ersetzt. An der resultierenden Leitfähigkeit des Kanals in Abbildung 4.7(b) ist zu

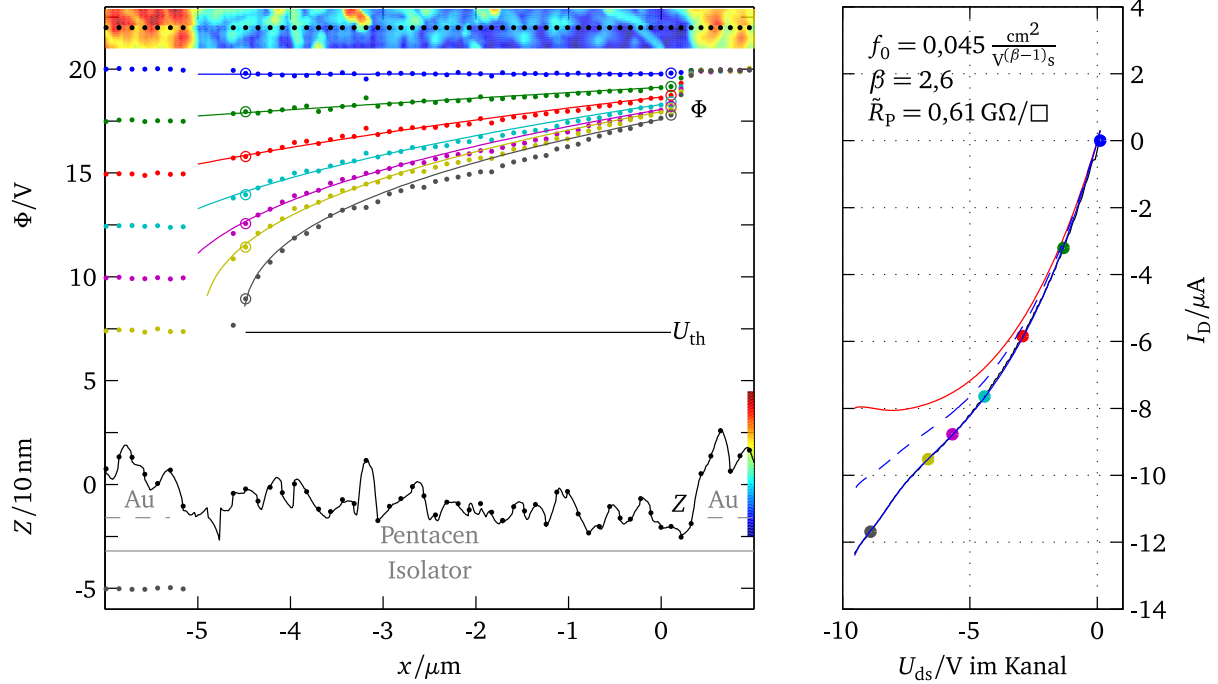


Abbildung 4.8.: Oberflächenpotential und Drainstrom des Pentacen OFET aus Abb. 4.3(b) bei $V_{GS} = -20\text{V}$. Links: Gemessene (Punkte) und nach Gleichung 2.8 berechnete (Linien) Potentialverläufe. Kreise markieren die bei der Berechnung als virtuelle Source (s, rechts) bzw. Drain (d, links) angenommenen Positionen. In der Aufsicht der Topografie (oben) sind die Positionen der Potentialmessungen (schwarze Punkte) dargestellt. Die Farbskala der Aufsicht ist im Schnitt der Topografie (unten) dargestellt. Durch den Radius der verwendeten Messspitze (NSC14/Ti-Pt, MikroMasch, Tallin, Estland) von $\approx 40\text{nm}$ ist die Auflösung der Topografie begrenzt. Rechts: I_D (schwarz) in Abhängigkeit des Potentialabfalls $U_{ds} = \Phi(d) - \Phi(s)$ im Kanal. Punkte markieren die zu den links dargestellten Potentialverläufen gehörigen Ströme. Nach Gleichung 4.3 berechneter Drainstrom ohne (rot) und mit Annahme eines zusätzlichen Parallelwiderstandes R_p (blau).

erkennen, dass sich durch die dichteabhängige Beweglichkeit im Wesentlichen in der Nähe von U_{th} der Leitwert erhöht, während bei höheren Dichten die Leitfähigkeit nahezu unverändert bleibt. Zum Vergleich sind in Abbildung 4.7(b) Schichtleitwerte (grün) dargestellt, die aus der Transferkennlinie (Abb. 4.3) bei $U_{DS} = -10\text{V}$ berechnet wurden. Der mittlere Schichtleitwert im Kanal $(\tilde{\rho})^{-1} = \frac{L}{W} \frac{I_D(U_{GS})}{U_{DS}}$ (grün, gepunktet) ist für die Source-Seite ($\Phi = U_{SG}$) und für die Drain-Seite ($\Phi = U_{DG}$) dargestellt. Die Werte für Φ liegen im Kanal zwischen diesen zwei Kurven. Für $\Phi > 25\text{V}$ liegt der aus I_D abgeschätzte Leitwert unterhalb des modellierten Leitwerts. Wird jedoch zusätzlich der in Abb. 4.2 beobachtete Spannungsabfall von $U_{SS} \approx 2\text{V}$ an Source berücksichtigt ($U_{DS}' = U_{DS} + 2\text{V}$), so ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Leitwerten, die im Modell angenommen wurden.

Die Parameter U_{th} , f_0 und β können ebenfalls verwendet werden, um die zuvor in Abbildung 4.2 betrachteten Potentialverläufe zu beschreiben. Dabei wurden lediglich U_{SG} und U_{DG} entsprechend eingesetzt. Die berechneten und gemessenen Daten sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

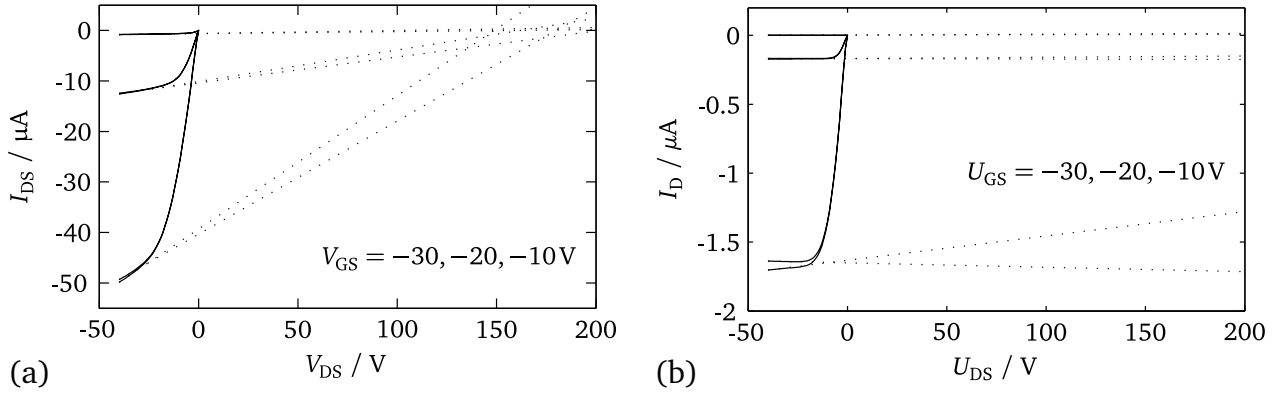


Abbildung 4.9.: Ausgangskennlinienscharen zweier OFETs: (a) Kanallängenmodulation bei dem Pentacen basierten OFET aus Abb. 4.3 mit $5 \mu m$ Kanallänge. (b) Die in der gleichen Charge prozessierten OFETs mit $50 \mu m$ Kanallänge zeigen diesen Kurzkanaleffekt nicht. Bei der Kanallängenmodulation haben die für verschiedene U_{GS} linear extrapolierten Sättigungsströme einen gemeinsamen Nullpunkt bei der sogenannten Early-Spannung $U_A = 1/\lambda$.

Die Potentialverläufe stimmen bei Verwendung der zuvor bestimmten Werte gut überein. Für kleine Φ unterschätzte dieses Modell jedoch $|I_D|$. Dies wurde auch in Abbildung 4.5 bei kleinen Φ ($U_{ds} \approx -5 V$) beobachtet.

Diese Abweichung tritt in einem Bereich auf, in dem I_D nach Gleichung 4.3 sättigen sollte¹. Auch bei den Ausgangskennlinien dieses OFETs in Abb. 4.9(a) ist ein Anstieg von I_D im Sättigungsbereich zu beobachten. Ein solches Bauteilverhalten erinnert an die Kanallängenmodulation bei anorganischen Feldeffekttransistoren. Abhängig von Herstellungsprozess und Bauteilgeometrie wurde auch bei OFETs dieser Kurzkanaleffekt beobachtet [78]. Bei der Kanallängenmodulation wird traditionell angenommen, dass der Pinch-Off vom Drain in den Kanal hineinwandert. Dadurch sinkt die effektive Kanallänge L und der Drainstrom steigt. Die Kanallängenmodulation wird in guter Näherung durch einen zusätzlichen Faktor λ beschrieben [25, 78]: $I'_D = I_D(1 + \lambda U_{DS})$. Für konstante U_{GS} kann dieser Effekt in Sättigung wie ein parallel zum Kanal geschalteter Widerstand R_p beschrieben werden.

$$\tilde{R}_p \frac{L}{W} = R_p = \frac{1}{\lambda I_{D,Sättigung}} \quad (4.5)$$

Vereinfachend wurde für die Daten in Abbildung 4.5 ein konstantes U_{GS} angenommen. Unter Berücksichtigung eines Parallelwiderstandes zwischen Source und Drain R_p wurde I_D erneut berechnet. Dazu wurden in Abbildung 4.5 die Werte für f_0 und R_p wieder durch eine nume-

¹ Es konnte nicht vollständig ausgeschlossen werden, dass diese Abweichungen von einer parasitären Leitfähigkeit in der Probe herrühren. Die gemessenen Gate-Ströme waren jedoch gegenüber I_D vernachlässigbar und ex-situ Messungen mit dem Parameteranalyzer zeigten ebenfalls einen Stromanstieg in Sättigung.

rische Kurvenanpassung bestimmt. Dabei ändert sich f_0 nicht signifikant gegenüber dem ohne Annahme eines R_p erhaltenen Wert. In Abbildung 4.5 rechts sind die berechneten I_D durch eine blaue Linie eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist so gut, dass die unter den bunten Markierungspunkten durch eine schwarze Linie dargestellten I_D Messwerte nahezu vollständig verdeckt werden (vgl. Histogramm von ΔI_D in Abbildung 4.6(c)). Werden zum Beschreiben der Daten in Abbildung 4.8 wieder die aus Abb. 4.5 bestimmten Parameter übernommen, so wird I_D mit einem angenommenen R_p etwas besser, jedoch nicht zufriedenstellend beschrieben (Abb. 4.8 rechts, blau gestrichelt). Durch eine Anpassung von R_p konnte jedoch auch hier eine ausgezeichnete Beschreibung von I_D (blaue Linie) erhalten werden. Für $U_{GS} = -15\text{ V}$ (Abb. 4.5) ist R_p kleiner als bei $U_{GS} = -20\text{ V}$ (Abb. 4.8). Wenn R_p auf eine Kanallängenmodulation zurückgeführt wird, sind die unterschiedlichen Werte für R_p nach Gleichung 4.5 zu erwarten, da in den zwei Datensätzen bei unterschiedlichen U_{GS} gemessen wurde.

Es stellt sich die Frage nach der Herkunft dieses Effektes. Bei der Kanallängenmodulation wird bei anorganischen Transistoren angenommen, dass sich der Pinch-Off vom Drain in den Kanal hinein verschiebt und so die effektive Länge des Kanals reduziert [25]. Trotz des ähnlichen Erscheinungsbildes unterscheiden sich die Mechanismen und die Bedingungen für Kurzkanaleffekte bei OFETs von den Effekten bei anorganischen OFETs und sind noch nicht hinreichend beschrieben [78]. Für den hier vorliegenden Fall kann beispielsweise angenommen werden, dass die durch das Einführen von U_{th} als unbeweglich definierten Ladungsträger eine geringe Beweglichkeit aufweisen. Diese könnte von einem Transport zwischen Fallenzuständen herrühren. Die Beweglichkeit $\mu = 1 / (\tilde{R}_p U_{th} \tilde{C}) \approx 10^{-2} \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, die für diese Ladungsträger angenommen würde, ist in Abbildung 4.7(a) unterhalb von U_{th} gestrichelt dargestellt. Sie ist im Vergleich zu den Beweglichkeiten bei höheren Konzentrationen gering. Eine mögliche Erklärung für diese Leitfähigkeit wäre eine Volumenleitfähigkeit, z.B. durch eine Dotierung der Halbleiterschicht. Dies passt zu der Beobachtung, dass OFETs, die bei der Herstellung Umgebungsluft ausgesetzt waren, häufiger und ausgeprägter dieses Kurzkanalverhalten zeigen. Es ist bekannt, dass Sauerstoff und Feuchtigkeit die Eigenschaften von Pentacen basierten OFETs beeinflussen, wobei Akzeptorzustände im Pentacen entstehen [56]. Ist diese Leitfähigkeit hinreichend klein, so erscheint der Halbleiter bei der Potentialmessung weiterhin als Isolator. In Folge werden die Potentialverläufe kaum verändert. Bei höheren Stromdichten müsste es in der Halbleiterschicht jedoch zu Raumladungseffekten kommen, wodurch der Verlauf des Oberflächenpotentials beeinflusst würde.

Der Transport im Kanal der OFETs kann bei deutlichem Überschreiten von U_{th} gut durch das einfache Modell mit konstanter Ladungsträgerbeweglichkeit beschrieben werden. Die gemessenen Potentialverläufe und Drainströme zeigen dabei eine gute Übereinstimmung mit den aus den Modellen errechneten Daten. Durch Annahme einer dichteabhängigen Ladungsträgerbeweglichkeit nach Gleichung 4.2 kann auch der Anlaufbereich des OFETs beschrieben werden.

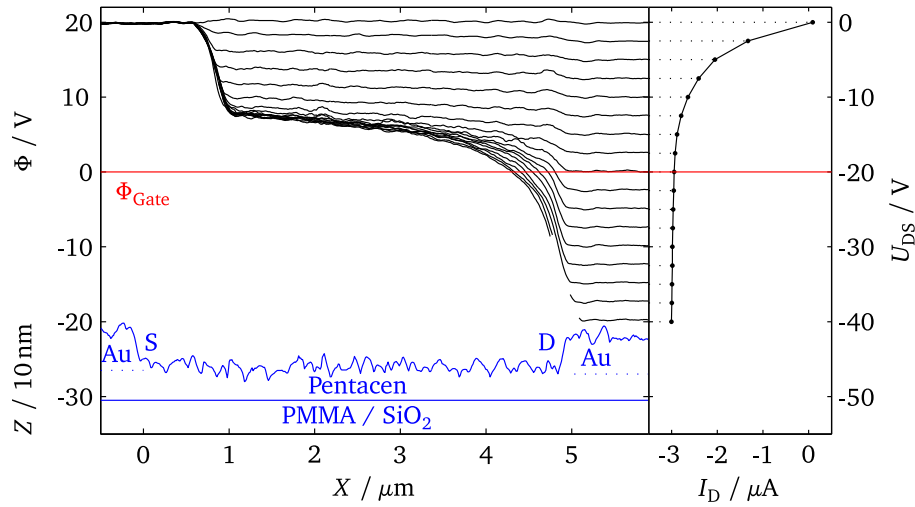
Treten in einem Bereich des Kanals besonders geringe Ladungsträgerdichten auf, so unterschätzt das Modell den Drainstrom des untersuchten OFETs, der ein ausgeprägtes Kurzkanalverhalten zeigt. Durch einen zusätzlichen von U_{GS} abhängigen Parallelwiderstand, wie er auch beim Phänomen der Kanallängenmodulation angenommen wird, kann diese Abweichung in hervorragender Übereinstimmung mit den Messdaten beschrieben werden. Es wird vorgeschlagen, dass der erhöhte Drainstrom durch einen Stromtransport im Volumen des Halbleiters zwischen Source und Drain zustande kommt. Eine solche Volumenleitfähigkeit kann durch eine Dotierung des Halbleiters verursacht werden.

4.2 Kontaktwiderstände

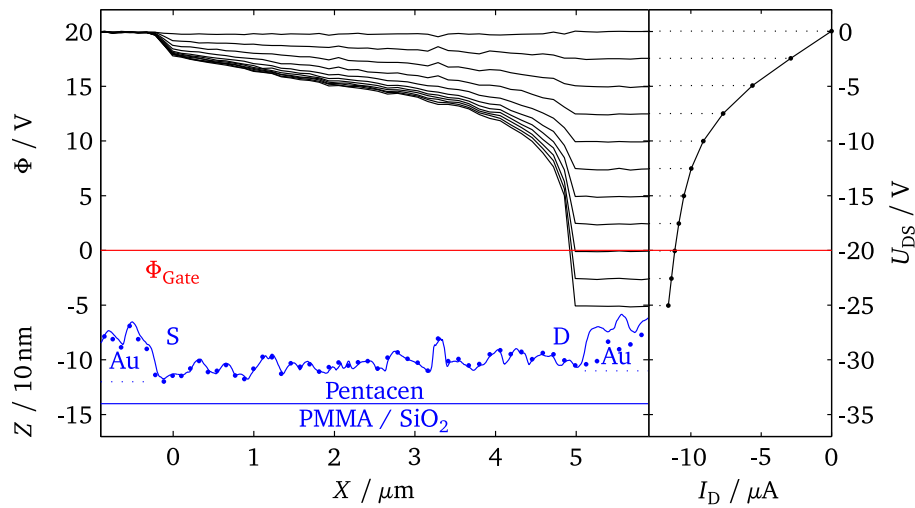
In den Abbildungen im vorigen Abschnitt kann am Übergang zwischen Kanal und Kontaktbereich ein Potentialabfall beobachtet werden. Anhand der KPFM-Daten können die Spannungsabfälle an den Kontakten getrennt vom Potentialverlauf im Kanal beobachtet werden. Bei einer Betrachtung der U/I-Kennlinien wird dagegen stets die Summe aus Kanal und Kontaktimpedanzen erfasst. Durch eine Variation der Kanallänge lassen sich jedoch auch aus den U/I-Kennlinien Erkenntnisse über die Kontakteigenschaften gewinnen. Durch automatisiertes Vermessen von U/I-Kennlinien können durch den geringeren Aufwand auch statistisch aussagekräftige Experimente durchgeführt werden, während mit KPFM selbst das Erfassen eines kompletten OFET-Kanals bei einem typischen Layout einen extrem großen Aufwand darstellt.

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, gibt es verschiedene Schichtfolgen, mit denen ein OFET realisiert werden kann. Für die Injektion an den Kontakten zum Kanal ist die Geometrie und Prozessierung des OFETs häufig von besonderer Bedeutung. In Abbildung 4.10 sind Messungen an zwei pentacenbasierten OFETs dargestellt. In der U/I-Kennlinie ist lediglich zu erkennen, dass der Drainstrom in 4.10(a) deutlich geringer ist als in 4.10(b). Es ist bei keiner der beiden Ausgangskennlinien eine besonders deutliche S-Kurvenform zu erkennen, die auf eine extrem starke Injektionsbarriere an Source hindeuten würde. Beim in Abb. 4.10(a) vermessenen Bauteil konnte bei einer ex-situ in 1 V-Schritten gemessenen Kennlinie lediglich eine leichte Andeutung einer S-Kurvenform erkannt werden.

Simultan wurden für die Messpunkte der Ausgangskennlinie jeweils der Potentialverlauf zwischen Source und Drain aufgezeichnet. Abbildung 4.10(b) zeigt Potentialverläufe wie sie für die jeweiligen Betriebszustände des OFETs erwartet werden. Im Linearbereich z.B. bei $U_{DS} = -5V$ oder $-10V$ ist ein näherungsweise linearer Potentialabfall über den Kanal hinweg zu erkennen. Im Kanalbereich ändert sich die Steigung der Potentialkurve, also das laterale elektrische Feld F_x mit der angelegten Drainspannung. Am Source-Kontakt fallen weniger als 2,5 V der angelegten Drainspannung von bis zu 30 V ab. Die Charakteristik dieses Bauteils ist also überwiegend durch den Ladungsträgertransport im Kanal bestimmt.



(a)



(b)

Abbildung 4.10.: Potentialverläufe (links) im Kanal von Pentacene Transistoren mit Au-Top-Kontakten und PMMA-Dielektrikum während der Messung einer Ausgangskennlinie (rechts). Die Struktur des OFETs ist unter der gemessenen Topografie (links unten, blau) skizziert. Die Achsen für Φ und U_{DS} sind so eingezeichnet, dass die Potentialverläufe auf der Drainseite (D) jeweils auf Höhe der zugehörigen Datenpunkte der Ausgangskennlinie liegen. Das Potential der Gateelektrode Φ_{Gate} ist als horizontale Linie (rot) eingezeichnet. Bei (b) begrenzt der Kanal den Stromfluss. Bei dem in (a) vermessenen Bauteil limitiert jedoch Source (S) den Strom im Linearbereich. (Der elektrische und der topografische Source-Kontakt in (a) liegen nicht aufeinander, dies weist auf eine dünne Goldschicht hin, die in den Kanal hinein reicht. Durch Umpolen der Kontakte wurde sichergestellt, dass der Potentialsprung an beiden Kontakten auftritt. In (b) wurde Φ um 1,4V verschoben, um einen während der Messung aufgetretenen Offset zu kompensieren.)

Im Gegensatz dazu ist in Abbildung 4.10(a) an den Potentialverläufen zu erkennen, dass beim Betrieb im Linearbereich nahezu die gesamte zwischen Source und Drain angelegte Spannung am Sourcekontakt abfällt. Der Kanal selbst limitiert den Strom im Linearbereich nicht wesentlich. Lediglich in Sättigung kommt es auf der Drainseite zu einem Abschnüren des Kanals und so zu einer Begrenzung des Stroms. Die Eigenschaften des Metall/Halbleiter-Kontaktes bestimmen also wesentlich die Eigenschaften dieses Bauteils. Ein solches Verhalten wurde bereits 1968 von Lepselter und Sze berichtet [79]. Das damals „Schottky Barrier - Insulated Gate Field Effect Transistor“ genannte p-Typ Bauteil hatte Source- und Drain-Kontakte mit Schottky-Barrieren. Durch den Einfluss der Gateelektrode werden die Bänder des Halbleiters an Source und Drain derart gebogen, dass im eingeschalteten Zustand die Injektionsbarriere abgesenkt wird. Dabei ist der Schottky-Kontakt an Source in Sperrrichtung und an Drain in Durchlassrichtung gepolt. Ein auf diese Weise durch die Injektion dominiertes Bauteil liegt, nach dem Oberflächenpotential zu urteilen, auch hier vor. Der Strom wird im Linearbetrieb durch die Injektion am Source-Kontakt und nicht durch den Transport im Kanal begrenzt. Im Sättigungsbetrieb kommt es auf Drainseite zu einer Verarmung des Kanals an beweglichen Ladungsträgern. Um bei den hier untersuchten Bauteilen eine reguläre Transistorkennlinie zu erhalten, muss der Kontakt zumindest teilweise direkt am Gateisolator anliegen. Die akkumulierten Ladungsträger dürfen das elektrostatische Feld der Gateelektrode nicht gegenüber dem Metall/Halbleiter-Interface abschirmen, da sonst an der Kontaktkante das für die Bandverbiegung im Halbleiter notwendige elektrische Feld nicht aufrecht erhalten werden kann. Aufgrund der hohen Rauigkeit der polykristallinen Pentacenschicht (vgl. Abb. 3.3 auf Seite 33 oder Abb. 4.12 auf Seite 75) erscheint es plausibel, dass die Gold-Top-Kontakte zwischen den Pentacenkörnern tatsächlich an den Gateisolator heranreichen². Befindet sich eine deckende Schicht des Halbleiters zwischen Isolator und Kontaktelektrode, so kann der Kontakt als eine Schottkydiode modelliert werden und es kommt zum typischen S-Kurven-Verhalten in der Ausgangskennlinie [80].

In Falle des in Abbildung 4.10(a) vermessenen Bauteils wurde zwischen der Abscheidung des Halbleiters und der Kontaktelektroden die Oberfläche des Halbleiters kontaminiert. Die Oberfläche der Pentacenschicht war durch eine Schattenmaske abgedeckt, während in einem anderen Bereich der Probe Aluminium aufgedampft wurde. Die Schattenmaske verhinderte jedoch nicht, dass die Oberfläche des Pentacens modifiziert werden konnte. Ein ähnliches Phänomen wurde auch bei Untersuchungen zur Ladungsträgerinjektion in organischen Leuchtdioden beobachtet [81]. Dort wurde die Dicke einer Schicht zwischen Halbleiter und Elektrode variiert, indem eine Blende zwischen Probe und Aufdampfquelle unterschiedlich lange geöffnet wurde. Auch ohne Öffnen der Blende wurde jedoch ein signifikanter Effekt auf die Injektion am betreffenden Kontakt beobachtet, sofern die Quelle betrieben wurde. Scheinbar reichen bereits geringste Verunreinigungen, um die Injektion von Ladungsträgern deutlich zu beeinflussen.

² Die Topografie an den Korngrenzen selbst konnte jedoch aufgrund der Geometrie der verwendeten Messspitzen nicht erfasst werden.

Da die Kennlinien eines kontaktlimitierten OFETs anhand der Form nicht in jedem Fall von den Kennlinien eines kanaldominierten OFETs zu unterscheiden sind, ist es schwer, anhand von U/I-Kennlinien eines einzelnen OFETs zuverlässige Aussagen über die Ladungsträgerbeweglichkeit im Kanal zu machen. Besonders, wenn neue Materialsysteme untersucht werden, ist es daher ratsam, bei der Charakterisierung mehrere OFETs mit unterschiedlichen Kanallängen zu untersuchen. Mit dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Prozess können durch Verwendung unterschiedlich dicker Fasern sehr leicht zwei verschiedene Kanallängen pro Substrat und bis zu acht unterschiedliche Kanallängen in einem Aufdampfschritt realisiert werden.

4.3 Homogenität des Potentialverlaufes

In den vorigen Abschnitten wurde die Annahme gemacht, dass der Potentialverlauf zwischen Source und Drain an jeder Position y entlang der Breite W des Kanals gleich verläuft. Durch diese Annahme konnte der integral am Kontakt Drain gemessene Strom in Bezug zum Potentialverlauf gesetzt werden. Um die Homogenität des Potentialverlaufes entlang W zu überprüfen, wurden mehrere Potentialverläufe bei unterschiedlichen y aufgezeichnet. Dabei wurden keine signifikanten Unterschiede zwischen den Potentialverläufen an unterschiedlichen y beobachtet.

Bei genauer Betrachtung der Potential- und Topografiedaten in den Abbildungen 4.5 und 4.8 sind Punkte zu erkennen, die systematisch vom übrigen Verlauf abweichen. Die Abweichungen treten an ausgeprägten Erhebungen der Topografie auf (z.B. Abbildung 4.8 bei $x = -3,2\mu\text{m}$). Um solche Abweichungen besser betrachten zu können, wurde durch dichteres Abtasten ($\Delta y \approx 20\text{ nm}$) die lokale Homogenität der Potentialverläufe von OFET-Kanälen betrachtet. Zum einen sollte dies Aufschluss über die Natur der beobachteten Abweichungen geben und zum Anderen sollte untersucht werden, ob Pfade beobachtet werden können, über die der Drainstrom vorzugsweise fließt³. Es wurde durch Verlaak et al. angenommen [82] und durch Annibale et al. beobachtet [75], dass der Ladungstransport in Pentacenschichten durch die Korngrenzen begrenzt wird. In diesem Fall müssten Potentialsprünge an den Korngrenzen zu beobachten sein. Nichols et al. dagegen beobachteten solche Potentialsprünge an den Korngrenzen nicht [68].

Um solche Potentialsprünge an Korngrenzen und topografieinduzierte Potentialveränderungen deutlich vermessen zu können, werden hier Proben mit großen Pentacenkörnern ($\approx 1\mu\text{m}$) betrachtet. Abbildung 4.11 zeigt eine solche Messung an einem Pentacen basierten top-contact OFET mit Au Kontakten und HMDS behandeltem SiO_2 Dielektrikum. Im Topografiebild 4.11(c)

³ Aus den Potentialverteilungen können lateral elektrische Felder, jedoch keine Ströme berechnet werden, da die Leitfähigkeiten nicht bekannt sind. Ausgeprägte Pfade, die nicht direkt von Source nach Drain verlaufen, würden sich jedoch durch Inhomogenitäten des Potentialverlaufes bemerkbar machen.

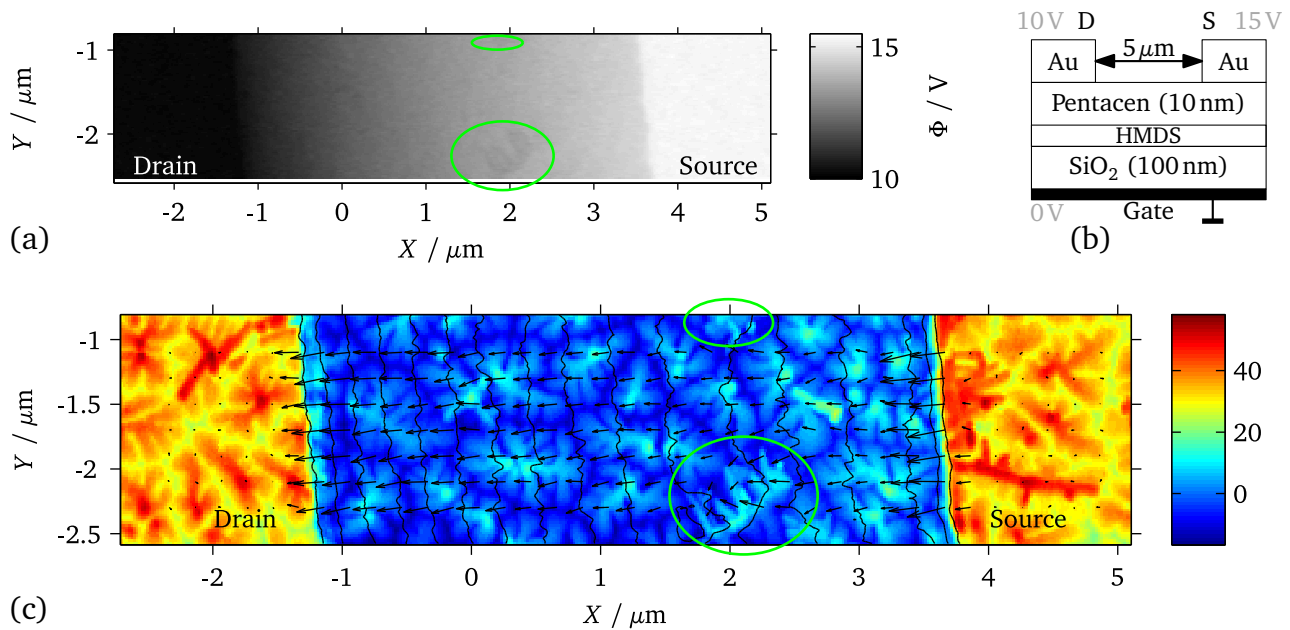


Abbildung 4.11.: Oberflächenpotential (a) eines Pentacene-OFETs mit Au Top-Kontakten (b) bei $U_{DS} = -5\text{V}$ und $U_{GS} = -15\text{V}$ ($\Phi_{\text{Gate}} = 0\text{V}$). In der Topografiedarstellung (c) sind schwarz Äquipotentiallinien ($\Delta\Phi = 0,3\text{V}$) und das laterale elektrische Feld (Pfeile) eingezeichnet. Die roten Kreise markieren Anomalien im Kanal (Detail in Abb. 4.12). (Auf ϕ wurde ein linearer Savitzky-Golay-Filter angewendet: $\Delta x \approx 60\text{nm}$ bei (a); $\Delta x \approx 170\text{nm}$ und $\Delta y \approx 70\text{nm}$ bei (c). Für die Berechnung des elektrischen Feldes $\vec{F} = \nabla\Phi$ wurde Φ auf ein $0,2\mu\text{m}$ -Raster interpoliert.)

sind links und rechts die erhobenen Kontaktbereiche zu erkennen. Die darunter liegende Topografie des polykristallinen Pentacenefilms ist sowohl auf den Kontakten, als auch im Kanal zu erkennen. Die großen Kristallite wurden durch die HMDS-Behandlung des Gatedielektrikums erzielt. Der 10 nm dicke Pentacenefilm wurde, wie bei den anderen Pentacene basierten Proben, mit einer Rate von $2\text{\AA}/\text{s}$ bei Raumtemperatur aufgedampft. Im Oberflächenpotentialbild 4.11(a) wurden über den Kontakten die relativ zur Gateelektrode angelegten Spannungen von rechts 15V (Source) und links 10V (Drain) gemessen. Im Kanalbereich ist ein weitgehend homogener Potentialverlauf zu beobachten. Schnitte des Potentialverlaufes zwischen Source und Drain ergeben Potentialverläufe, die den in Abschnitt 4.1 diskutierten ähneln. Die im Topografiebild 4.11(c) eingezeichneten Äquipotentiallinien verlaufen weitgehend parallel zu den Kontaktkanten, was auf einen homogenen Stromfluss hindeutet.

Rechts der Kanalmitte befinden sich jedoch Bereiche (rote Markierung), die vom übrigen Verlauf abweichen. Dort wechselt das laterale E-Feld (Pfeile) lokal die Richtung und im Oberflächenpotential (a) sind Bereiche zu erkennen, die ein annähernd konstantes Potential aufweisen. Eine vergrößerte Darstellung der unteren Anomalie in Abbildung 4.12 zeigt, dass diese Abweichung an einem Ort auftritt, wo die Topografie von den übrigen Körnern abweicht. Der Potentialverlauf in der Umgebung wird jedoch nicht erkennbar beeinflusst. Dies deutet darauf hin, dass das in der Topografie erkennbare Objekt oberhalb des stromführenden Bereiches liegt. Eine

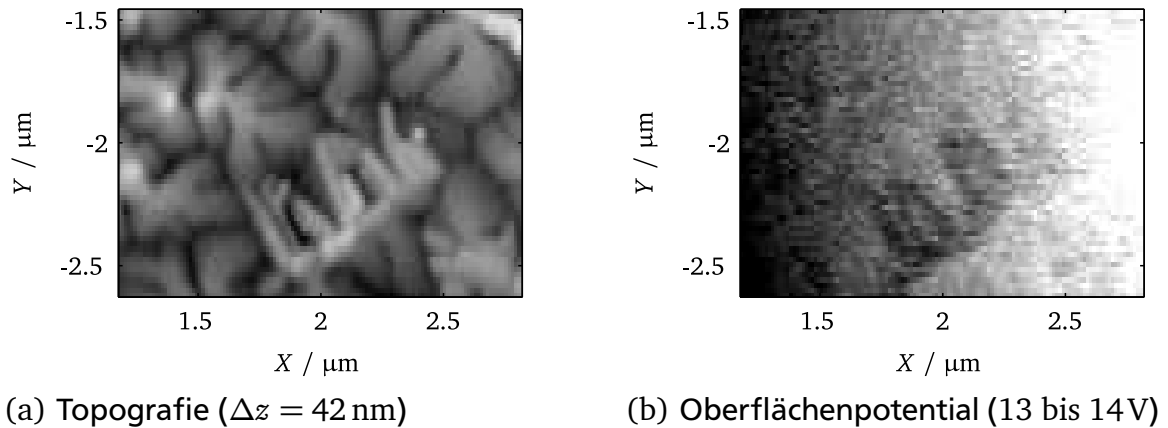



Abbildung 4.12.: Vergrößerte Darstellung der Topografie und des Potentials der Anomalie am unteren Rand von Abbildung 4.11.

hinreichend hohe Leitfähigkeit dieses Objektes schirmt das Potential der darunter liegenden Schichten gegenüber der Messspitze ab und sorgt für ein annähernd konstantes Oberflächenpotential in diesem Bereich. Wird die Leitfähigkeit beispielsweise durch eine Dotierung des dort vorliegenden Materials verursacht, so kann sich durch das geänderte Fermi-niveau im dotierten Material eine Kontaktspannung gegenüber der Umgebung ausbilden, so dass der Bereich ein geändertes Oberflächenpotential aufweist. Alternativ muss beachtet werden, dass der Unterschied des gemessenen Potentials zur Umgebung kleiner als die für die Messung verwendete Modulationsspannung $\hat{U}_{ac} = 1\text{ V}$ ist. Daher kann der hier beobachtete Unterschied auch durch eine aufgrund einer Dotierung abweichenden Akkumulation von Ladungsträgern an der Probenoberfläche durch das elektrische Feld der Messspitze verursacht werden.

Lokale Abweichungen des Oberflächenpotentials, wie in Abbildung 4.8 bei $x = -3,2\mu\text{m}$ oder in Abbildung 4.5 bei $x \approx -4\mu\text{m}$ können nach diesen Beobachtungen extrinsischen Defekten der Pentacenschicht zugeschrieben werden. Deutliche Potentialsprünge an Korngrenzen konnten weder an dieser, noch an anderen, in inerter Umgebung präparierten und vermessenen Proben beobachtet werden. Lediglich bei einigen Proben, die vor der Vermessung längere Zeit der Luft ausgesetzt waren, konnten Potentialsprünge an Korngrenzen beobachtet werden. Mehrere Arbeiten beobachten Einflüsse von Sauerstoff und Feuchtigkeit auf die Kennlinien von Pentacen-basierten OFETs [55, 56]. Eine mögliche Erklärung der Potentialabfälle an den Korngrenzen wäre die defektinduzierte Anlagerung von O_2 oder H_2O an den Korngrenzen. Verlaak et al. beschreiben in ihren Studien des Kristallwachstums in Pentacenschichten, dass an den Korngrenzen besonders starke Spannungen auftreten und dort die Defektdichte besonders hoch ist [82]. Pentacenmoleküle werden daher an den Korngrenzen vermutlich auch eine größere Tendenz der Interaktion mit O_2 oder H_2O aufweisen. Die π -Elektronensysteme der Pentacenmoleküle könnten dort besonders gut durch das Dipolmoment von H_2O -Molekülen polarisiert oder durch



Oxidation des Pentacenmoleküls zerstört werden. Dadurch könnte dann die Leitfähigkeit an den Korngrenzen reduziert werden.

5 Aufklärung von Drainstrominstabilitäten

Die Stabilität des Drainstromes von OFETs während deren Betrieb ist, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, besonders für den Einsatz in komplexen Schaltungen von Bedeutung. OFETs weisen jedoch häufig instabile Drainströme auf. Aus der Literatur ist bekannt, dass insbesondere Ladungsträgerfallen den Drainstrom beeinflussen können [20, 23, 56, 83]. Durch das Füllen und Entleeren solcher Ladungsträgerfallen kann der Drainstrom remanent beeinflusst werden. In der U/I -Charakteristik ist dabei häufig eine Hysterese zu beobachten, die auf eine Veränderung der Schwellspannung U_{th} während der Messung zurückgeführt werden kann. Im Dielektrikum können remanente Polarisierung, Ladungsinjektion und Ionendrift ebenfalls zu Änderungen von U_{th} führen [23]. Das remanente Verhalten ist nicht immer unerwünscht, es ermöglicht auch die Ausnutzung solcher Drainstromänderungen zum Speichern von Informationen. Die heute weit verbreiteten Flash-Speicher arbeiten nach einem ganz ähnlichen Prinzip. Dort werden Elektronen in das SiO_2 -Gatedielektrikum implantiert oder ein Zwischengate aufgeladen, um die Schwellspannung des Transistors remanent zu verändern und auf diese Weise Informationen zu speichern. Wie es im Betrieb der OFETs zum Laden oder Entladen dieser Fallen kommt, ist noch Gegenstand der Forschung. Im Folgenden werden im Rahmen dieser Arbeit realisierte Möglichkeiten der Untersuchung dieser Phänomene durch KPFM an Modellsystemen vorgestellt.

Durch KPFM wird, wie in Kapitel 3.5 beschrieben, das Oberflächenpotential der OFETs lateral aufgelöst gemessen. Unter der Annahme, dass die Ladungen sich an der Grenzfläche zwischen Isolator und Halbleiter befinden, kann aus dem Oberflächenpotential im Transistorkanal die Ladungsdichte abgeleitet und so der Ladungstransport genauer untersucht werden. Als Modellsysteme für die folgenden Abschnitte dienen auf Acenen (meist Pentacen) basierende OFETs, an denen in früheren Arbeiten bereits umfangreiche Untersuchungen der I - V Charakteristika durchgeführt wurden [40, 84–87]. Zunächst wird erarbeitet, wie die gemessenen Oberflächenpotentiale auf Basis des in Abschnitt 2.2 beschriebenen OFET-Modells interpretiert werden können.

Bei der Untersuchung der Ladungsträgerspeicherung muss berücksichtigt werden, dass sowohl bewegliche als auch gefangene Ladungen das Oberflächenpotential im Kanal bestimmen. Eingefangene Ladungen sind daher im statischen Betrieb nicht direkt sichtbar. Um dennoch die Dichte der gefangenen Ladungen bestimmen zu können, wurden daher dynamische Experimente durchgeführt, bei denen bewegliche von den gefangenen Ladungen unterschieden werden konnten. Dazu wurde graduell zwischen Elektronen- und Lochakkumulation gewechselt, wobei der Kanal kurzzeitig an beweglichen Ladungsträgern verarmte. Durch die Beobachtung der im

OFET gefangenen Ladungsdichte war es schließlich möglich zu untersuchen, wie sich Ladungen im Kanal der OFETs festsetzen und dort den Drainstrom beeinflussen.

5.1 Ladungsdichte im Transistorkanal

Bei den grundlegenden Arbeiten zu KPFM an OFETs stand der leitfähige Kanal, der durch akkumulierte Ladungsträger an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Dielektrikum gebildet wird, im Vordergrund [47, 66, 68]. Es wurde angenommen, dass der Halbleiter über der Akkumulationsschicht praktisch frei von Ladungen ist und die Sonde direkt gegen die leitende Akkumulationsschicht koppelt. Dieses Modell funktioniert, solange die Akkumulationsschicht eine gute Leitfähigkeit aufweist. Dies wurde auch in Kapitel 4.1 ausgenutzt. Bei einem verarmten Kanal liegt jedoch keine leitende Akkumulationsschicht vor und es muss daher das gesamte Volumen zwischen Tip und der metallischen Gateelektrode berücksichtigt werden. Eine Beobachtung der Vorgänge in diesem Bereich ist besonders interessant, da hier kein Drainstrom fließt und somit die U/I-Kennlinien in diesem Bereich nur sehr wenige Informationen über die Vorgänge im OFET liefern. Bisher gibt es nur wenige Untersuchungen, die den verarmten OFET-Kanal im Zusammenhang mit Drainstrominstabilitäten betrachten. Die Schwierigkeit besteht darin, dass die in diesem Arbeitsbereich auftretenden Ströme meist so gering sind, dass sie nur mit großem Aufwand messbar und oft kleiner als die auftretenden Leckströme sind. Als sensitive Alternative wird hier deshalb die KPFM-Methode eingesetzt, da diese nicht auf einen Ladungstransport im Kanal angewiesen ist.

Im in Kapitel 2.2 beschriebenen Transistormodell wird die Gradual-Channel-Approximation verwendet. Dabei wird angenommen, dass kleine Teilbereiche des OFET-Kanals sich wie Kondensatoren verhalten. Dazu muss die Bedingung erfüllt sein, dass die lateralen Felder deutlich kleiner sind als die vertikalen, zum Gate hin gerichteten Felder. Wird diese Näherung auch für die Interpretation der gemessenen Oberflächenpotentiale angewendet, so kann das elektrostatische Problem an den Messpunkten im Transistorkanal als eindimensionales Problem beschrieben werden. Abbildung 5.1 verdeutlicht, wie sich die Ladungsträger im OFET-Kanal auf das Oberflächenpotential auswirken. Durch das Vernachlässigen lateraler Potentialgradienten kann die eindimensionale Form der Poisson-Gleichung verwendet werden:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0\epsilon_r}$$

Bei der KPFM-Methode sind die Randbedingungen für die Probenoberfläche $F(\text{Oberfläche}) = 0$ und $\Phi(\text{Oberfläche}) = U_{KG}$ mit $U_{KG} := \Phi_{Tip} - \Phi_{Gate}$ gegeben. Die Bedingung für das elektrische Feld $F(\text{Oberfläche}) = 0$ entspricht dabei der Bedingung an einer unendlich ausgedehnten

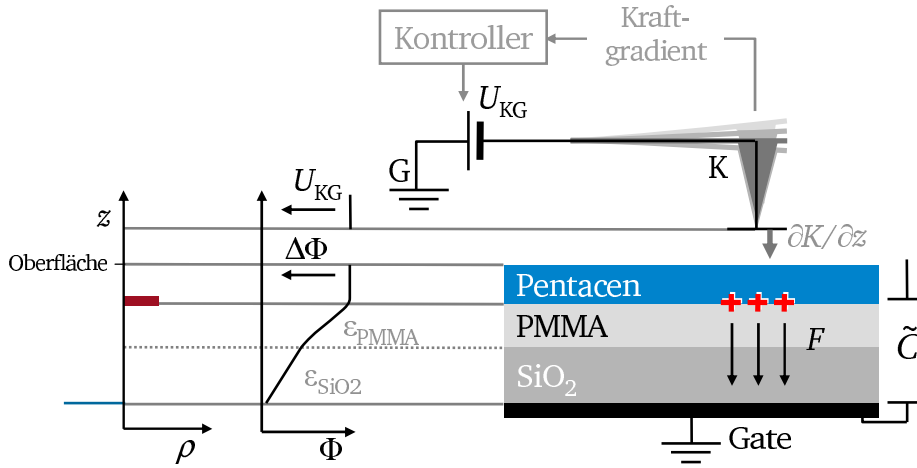


Abbildung 5.1.: Modell der Oberflächenpotentialmessung mit einer Ladungsträgerdichte im OFET-Kanal. Durch die Ladungsdichte ρ im Kanal wird in Abhängigkeit der Dielektrizitätskoeffizienten ϵ ein elektrisches Feld F zum Gate aufgebaut, was zu einer Potentialdifferenz $\Delta\Phi$ über der Gatekapazität \tilde{C} führt. Die Spannung U_{KG} wird durch den Controller so eingestellt, dass der Kraftgradient $\partial K/\partial z$ zwischen Probe und Cantilever K minimal ist. Dies führt zu $\Delta\Phi \approx U_{KG}$.

Grenzfläche zu einem leeren Raum. Im Idealfall wird die Probe also nicht durch die Messung beeinflusst. Durch Ladungen zwischen Oberfläche und Gate wird ein elektrisches Feld F aufgebaut, das zu einem Potentialunterschied $\Delta\Phi$ zwischen Gate G und Oberfläche führt.

$$U_{KG} = \Delta\Phi = \int_{\text{Oberfl.}}^G F(z) dz = \int_{\text{Oberfl.}}^G \left(\frac{1}{\epsilon(z)} \int_{\text{Oberfl.}}^z \rho(x) dx \right) dz$$

Dieser allgemeine Fall kann vereinfacht werden, da die Ladung im OFET in der Regel an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Dielektrikum akkumuliert wird. Aus dem Potentialunterschied $\Delta\Phi$ und der Kapazität der Gatedielektrika \tilde{C} ergibt sich die Flächenladungsdichte \tilde{q} an der Grenzfläche.

$$\tilde{q} = U_{KG}/\tilde{C} \quad (5.1)$$

Für den Fall, dass Ladungen innerhalb der Dielektrika vorliegen, gilt Gleichung 5.1 nicht mehr exakt. Jedoch entspricht die gemessene Spannung U_{KG} direkt der Potentialverschiebung, die für die Akkumulation von Ladungsträgern an der Dielektrikums-Halbleiter-Grenzfläche relevant ist. In guter Näherung kann Gleichung 5.1 zur Berechnung der Ladungsdichte angewendet werden. Lediglich wenn Ladungen im Volumen des Halbleiters vorhanden sind, entspricht das gemessene Potential nicht mehr dem Potential an der Grenzfläche.

5.2 Unterscheidung von beweglichen und festen Ladungsträgern

Im Oberflächenpotential spiegeln sich bewegliche und ortsfeste Ladungen gemeinsam wider. Feste Ladungen, wie gefangene Ladungsträger oder Dipole ändern die Potentialverhältnisse. Bei Anwesenheit beweglicher Ladungsträger gleichen die beweglichen Ladungsträger jedoch Potentialunterschiede aus. Durch die am OFET angelegten Spannungen ist dabei die Summe der Ladungen in guter Näherung vorgegeben. Eine Änderung der festen Ladungen wird durch die beweglichen Ladungsträger kompensiert.

Aus der mit KPFM gemessenen Summe von Ladungsdichten kann die Dichte der gefangenen Ladung daher nicht ohne weiteres bestimmt werden. Auch wenn z.B. eine inhomogene Verteilung fester Ladung vorliegt, die eine Verzerrung der Potentiallandschaft hervorrufen kann, so gleichen bewegliche Ladungsträger diese Potentiallandschaft im statischen Betrieb aus. Bürgi et al. beobachteten jedoch bereits 2004, dass bei Bauteilen mit blockierenden Kontakten der Kanal so stark an beweglichen Ladungsträgern verarmt werden kann, dass sich die gefangenen Ladungsträger direkt auf das Oberflächenpotential des Kanals auswirken [65]. Durch die gefangenen Ladungsträger wurden starke Potentialunterschiede verursacht, die von Bürgi et al. noch nicht quantifiziert werden konnten. Deren Anwesenheit konnte jedoch dadurch detektiert werden, dass die Messspitze sich, wie in Kapitel 3.5 beschrieben, von der Probenoberfläche zurückzog. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die an der Probenoberfläche aufgetretenen Potentialdifferenzen zu groß für den verwendeten Messaufbau waren. Mit dem in Kapitel 3.5 beschriebenen Messaufbau ist es jedoch möglich, solche Potentialunterschiede zu erfassen. Über Gleichung 5.1 kann dann aus dem Oberflächenpotential auf die Dichte der gefangenen Ladung geschlossen werden.

Dies wurde ausgenutzt, um an einem Modellsystem das Einfangen von Elektronen bzw. Löchern im Transistorkanal zu untersuchen. Dazu wurden zunächst Ladungsträger im Kanal akkumuliert und anschließend der Kanal verarmt, um die verbleibende Ladung zu erfassen. Dazu mussten zunächst geeignete Bauteile angefertigt werden. Als Modellsystem wurden dafür Pentacen-basierte OFETs mit Au- oder Ca-Kontakten ausgewählt, die in vorhergehenden Arbeiten bereits eingehend untersucht wurden [39, 40, 77]. Je nach Aufbau kann in diesen Bauteilen, Elektronenleitung, Lochleitung oder ambipolares Verhalten beobachtet werden. Um eine Untersuchung im VT-AFM zu ermöglichen, wurden die OFETs mit der kleineren, in Kapitel 3.4 beschriebenen, Struktur hergestellt.

Vor der Untersuchung von funktionsfähigen OFETs wurden OFET-Strukturen ohne Halbleiterschicht untersucht. An diesen Strukturen wurde das Oberflächenpotential beobachtet, ohne dass bewegliche oder feste Ladungsträger im OHL die Potentialmessung beeinflussen konnten. Da-

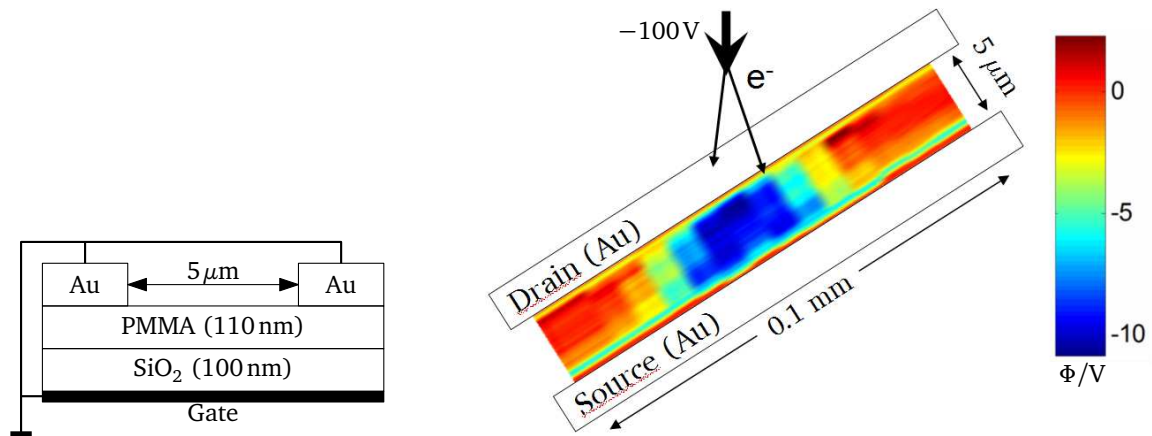
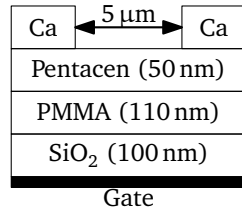


Abbildung 5.2.: Negative Ladung auf dem Gate-Dielektrikum im Kanal eines geerdeten OFETs. Die Ladung wurde durch Feldemission aus der Messspitze auf der Probe deponiert.

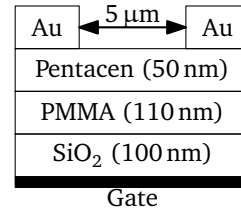
bei sollte geklärt werden, ob bereits ohne OHL ein Ladungstransport im Kanal stattfindet, und sichergestellt werden, dass feste Ladungsträger im Oberflächenpotential sichtbar sind.

An die in Abbildung 5.2 dargestellte Probe wurden Spannungen von bis zu $U_{SG} = U_{DG} = -50\text{ V}$ an die Kontaktelektroden angelegt. Direkt an den Kontaktkanten konnte danach ein negatives Oberflächenpotential gemessen werden, das auf negative Ladungen am Rand des Kanals schließen lässt. Rechts in Abbildung 5.2 ist dieses negative Potential an den Kanten von Source und Drain zu erkennen. Dieses Phänomen kann durch Fowler-Nordheim-Tunneln vom Kontakt in den Kanalbereich erklärt werden. Dabei wurde kein Ausbreiten der negativen Ladung im Kanal beobachtet. Mathijssen et al. berichten dagegen von einem Ladungstransport auf der Isolatorgrenzfläche und vermuten einen Zusammenhang mit auf der Isolatoroberfläche adsorbierter Feuchtigkeit [88]. Dies steht in Einklang mit der hier gemachten Beobachtung, dass die unter Inertgas oder im Vakuum prozessierten und vermessenen Proben ohne OHL in dieser Arbeit keinen Ladungstransport auf der Isolatoroberfläche zeigten.

Wird eine negative Ladungsdichte in den Kanal eines solchen Bauteils eingebracht, so emuliert diese Ladung feste, lokalisierte Ladungsträger, ohne dass andere Ladungsträgertypen oder bewegliche Ladungsträger im Kanal angenommen werden müssen. Durch die fehlende Halbleiterschicht wurde eine Kompensation der deponierten negativen Ladung durch bewegliche Löcher oder ein Abtransport der negativen Ladung auf der Isolatorgrenzfläche unterdrückt. Um im Kanal dieses Bauteils eine unbewegliche Ladungsdichte einzubringen, wurden Elektronen aus der Messspitze mittels Feldemission auf die Probe beschleunigt. Dazu wurde eine Spannung von -100 V an der Messspitze angelegt, während die Messspitze von der Probe entfernt war und die Probe geerdet blieb. Anschließend wurde das Oberflächenpotential in einem größeren Bereich des Kanals gemessen. Dazu wurde der Abtastbereich des Mikroskops mehrfach entlang des Kanals versetzt. Abbildung 5.2 zeigt das resultierende Oberflächenpotential. Die negative Ladungsdichte ist als blauer Fleck im Kanal zu erkennen. Die festen Ladungen verschieben also

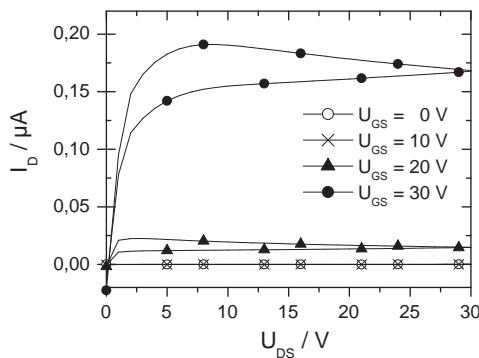


(a) n-Typ

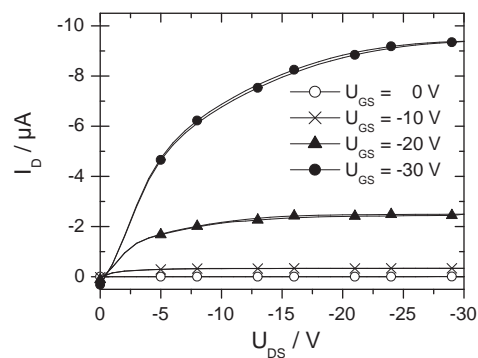


(b) p-Typ

Abbildung 5.3.: Aufbau der vermessenen n- bzw. p-Typ OFETs. Die Proben wurden gemäß Anhang A.2 hergestellt.



(a) n-Typ

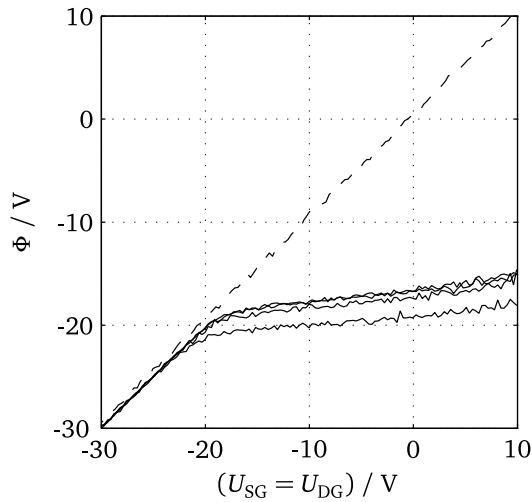


(b) p-Typ

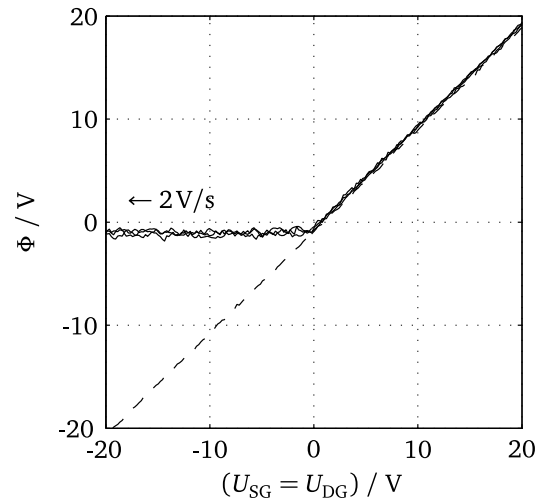
Abbildung 5.4.: Ausgangskennlinienfelder der untersuchten OFETs mit Ca-Kontakten (a) bzw. Au-Kontakten (b). Die Bauteile zeigen entsprechend ihrer Kontaktmetalle Ca und Au ein n- bzw. p-Typ-Verhalten.

wie erwartet das Oberflächenpotential im Kanal dieser Bauteile. Dabei wurde während den mehrere Stunden dauernden Messungen keine Änderungen der Ladungsdichte beobachtet. Bei den im Folgenden untersuchten Bauteilen mit Halbleiterschicht beeinflussen nun zusätzlich auch bewegliche Ladungsträger das Oberflächenpotential im Kanal.

Zunächst war es notwendig, die Elektronen- und Löcherspeicherung im Kanal des Modellsystems zu untersuchen. Dazu wurden Pentacen basierte OFETs mit Ca- und Au-Kontakten hergestellt. Eine PMMA-Schicht als zusätzliches Dielektrikum zwischen SiO₂-Dielektrikum und Pentacen ermöglicht sowohl Elektronen- als auch Lochtransport im Kanal [39, 40, 86]. Abbildung 5.4 zeigt die Ausgangskennlinien zweier Bauteile mit Ca-Kontakten (a) und Au-Kontakten (b), die entsprechend eine n-Typ- bzw. ein p-Typ-Charakteristik aufweisen. Im n-Typ-Bauteil 5.3(a) findet überwiegend Elektronentransport statt. Die deutliche Hysterese und die hohe notwendige Gatespannung deuten auf eine hohe Dichte an flachen Elektronenfallen hin. Dieses Bauteil eignet sich, um zunächst Elektronen im Kanal zu akkumulieren und dann den Kanal an beweglichen Elektronen zu verarmen. Zum Verarmen des Kanals müssen Spannungen angelegt werden, die im Kanal des OFETs ein Feld hervorrufen, das Elektronen aus dem Kanal zu den Kontakten treibt. Ein solches Feld ist stets auch geeignet, um Löcher im Kanal zu akkumulieren. Die hier



(a) n-Typ



(b) p-Typ

Abbildung 5.5.: Oberflächenpotential Φ im Kanal der in Abb. 5.3 skizzierten n-typ (a) bzw. p-typ (b) OFETs in Abhängigkeit der an beiden Kontakten S und D angelegten Spannung $U_{DG} = U_{SG} = -U_{GS}$ ($U_{DS} = 0$). Die Spannung wurde relativ zum Gate G angelegt und ausgehend von Ladungsträger-Akkumulation (leitender Kanal) zu einem verarmten Kanal hin schrittweise geändert ((a): $\Delta U_{SG} = 0,3 \text{ V}$, $\Delta t = 200 \text{ ms}$; (b): $\Delta U_{SG} = -0,2 \text{ V}$, $\Delta t = 100 \text{ ms}$).

verwendeten Ca-Kontakte begrenzen die Lochinjektion (vgl. 2.1), so dass in diesem Fall eine Verarmung des Kanals erwartet wird. Umgekehrt werden im p-Typ-Bauteil 5.3(b) leicht Löcher injiziert bzw. akkumuliert. Die Injektion von Elektronen in den Kanal wird dabei durch die Au-Kontakte minimiert, so dass auch hier eine Verarmung an beweglichen Ladungsträgern erzielt werden kann.

In Abbildung 5.5 sind für die beiden OFETs die jeweils in der Mitte der Kanäle gemessenen Oberflächenpotentiale in Abhängigkeit von der am Bauteil angelegten Spannung aufgetragen. Bei dieser Messung wurden die OFETs wie beim Aufzeichnen der Transferkennlinie für $U_{DS} = 0$ betrieben. Die relativ zum Gate an den Kontakten angelegten Spannungen sind dabei $U_{DG} = U_{SG} = -U_{GS}$. Die dargestellten Kurven beginnen in Akkumulation mit einem leitfähigen Kanal und enden in Verarmung, wo lediglich im Kanal gefangene Ladungen zurück bleiben¹.

Beim n-Typ OFET (a) beginnt die Kurve bei $U_{SG} = -30 \text{ V}$. Wird die Spannung an den Kontakten erhöht, so gleicht sich die Spannung im noch leitfähigen Kanal an und folgt zunächst der Änderung an den Kontakten. Bereits ab -20 V folgt das Potential jedoch nicht mehr den Änderungen der Spannung an den Kontakten und ändert sich nur noch langsam. Dies kann dadurch erklärt werden, dass zum Erhöhen von Φ auch die Ladungsdichte erhöht werden muss ($\Phi \approx \tilde{q}/\tilde{C}$). Geht man von akkumulierten Elektronen im Kanal aus, so kann die Ladungsdichte erhöht werden, indem Elektronen den Kanal verlassen. Sind diese jedoch in Ladungsträgerfallen gefangen, so

¹ Mehrere Messkurven wurden mit $0,5 \text{ V/s}$ bis 2 V/s aufgezeichnet. Das Messergebnis wurde dabei qualitativ nicht durch die Geschwindigkeit beeinflusst.

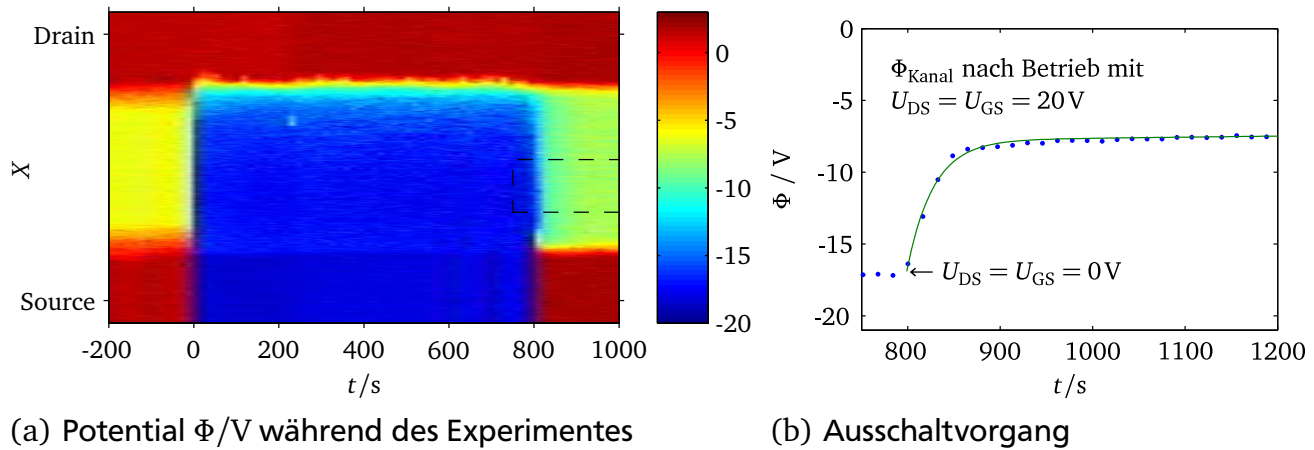


Abbildung 5.6.: Abklingen der gefangenen Ladung in Kanal des in Abb. 5.3(a) skizzierten n-Typ OFETs mit $5\mu\text{m}$ -Kanallänge und Ca-Kontakten: (a) Zeitlicher Verlauf des Oberflächenpotentials zwischen Source und Drain während des Betriebes ($\Phi(G) = \Phi(D) = 0$, $\Phi(S) = -20$ V) und (b) vergrößerte Darstellung des gemittelten Verlaufes von Φ im gestrichelt markierten Bereich nach dem Ausschalten ($\Phi(G, D, S) = 0$). Die Linie zeigt die Funktion $\Phi(t) \approx -9\text{V} e^{\frac{t-t_0}{28\text{s}}} - 8\text{V} e^{\frac{t-t_0}{3\text{h}}}$ mit $t_0 = 800$ s, deren Parameter an die Messwerte der ersten 30 min angepasst wurden.

ist dies nicht mehr möglich. Alternativ können Löcher in den Kanal injiziert werden, um Φ weiter zu erhöhen. Eine Injektion von Löchern wird jedoch durch die Ca-Kontakte unterdrückt. Bei wiederholtem Durchführen dieser Messung sinkt das im Kanal verbleibende Potential ab (siehe Abb. 5.5(b)). Es verbleibt also mehr negative Ladung im Kanal.

Beim p-Typ OFET (b) wird die Messung in umgekehrter Richtung durchgeführt. Ausgehend von einer Lochakkumulation im Kanal kommt es bei $U_{\text{SG}} \approx 0$ V zur Verarmung des Kanals. Im Gegensatz zum n-Typ Bauteil verbleibt hier keine Ladung im Kanal des OFETs.²

Der Übergang von Akkumulation zu Verarmung erfolgt im Vergleich zum n-Typ OFET abrupt. Dies deutet darauf hin, dass auch bei geringen Dichten beweglicher Löcher die Leitfähigkeit des Kanals noch ausreichend hoch ist. Dies bedeutet, dass bei jeder Spannungsstufe $\Delta U_{\text{SG}} = -0,2$ V die zusätzlich aus dem Kanal verdrängte Ladung vom Messpunkt in der Kanalmitte zu den Kontakten abfließen konnte, bevor nach $\Delta t = 100$ ms der Wert für Φ aufgezeichnet wurde. Erfolgte der Ladungstransport durch Elektronen wie beim n-Typ OFET, so wurde dagegen ein gradueller Übergang zu einem nur in grober Näherung konstanten Φ beobachtet. Die Leitfähigkeit nahm während der Messung also so stark ab, dass das Potential im Kanal der Messung auch bei einer erhöhten Wartezeit von 200 ms nicht folgen konnte. Dies kann durch flache Fallenzustände erklärt werden, die die Ladungsträger im Kanal zurückhalten. Das langsame Ansteigen von Φ um $U_{\text{SG}} = 0$ V kann durch ein sukzessives Löschen dieser Fallen erklärt werden.

² Die gemessenen Werte für Φ liegen sowohl im Kanal, als auch auf den Kontaktelektroden 1 V unter den angelegten Spannungen. Dieser Offset liegt im Bereich der Kontaktpotentialunterschiede zwischen Spitze und Probe und auch im Bereich der Offsetspannungen im Signalweg des Messaufbaus.

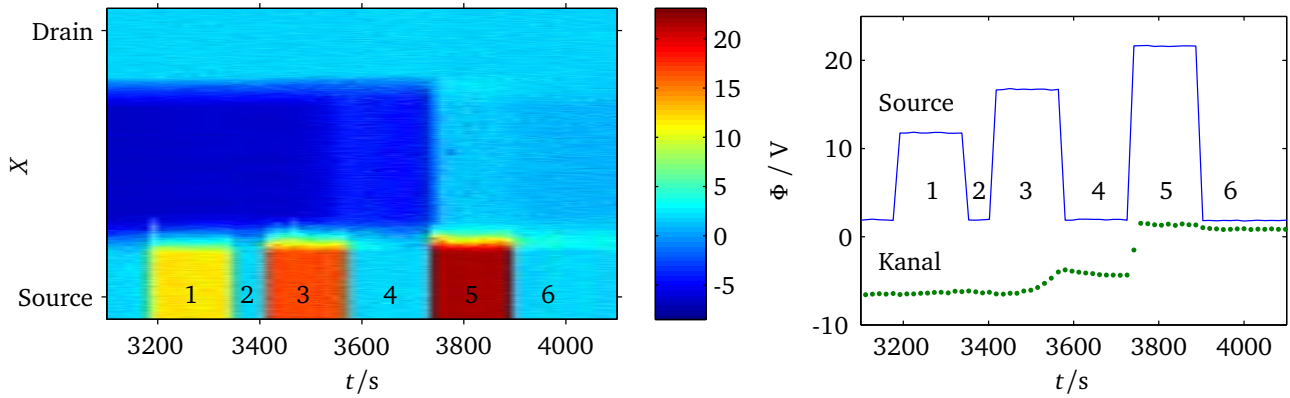
Durch das ständige Verändern von U_{SG} wird die Interpretation des zeitlichen Verlaufes der gefangenen Ladungsdichte erschwert. Daher wurde auch der zeitliche Verlauf von Φ bei konstanten Betriebsspannungen des OFETs betrachtet. Abbildung 5.6(a) zeigt das Potential im OFET zwischen Source und Drain in Abhängigkeit der Zeit. Dazu wurde die Sonde mit $1\mu\text{m/s}$ bzw. $1/16\text{ Hz}$ zwischen Source und Drain hin und her bewegt. Bei $t = 0$ wurde $U_{SG} = -20\text{ V}$ für 800 s an Source angelegt. Der OFET wurde dadurch in Sättigung mit $U_{DS} = U_{GS} = 20\text{ V}$ und einem mittleren Strom von $1,3 \cdot 10^{-10}\text{ A}$ betrieben.

Nach dem Abschalten des OFETs ist zunächst ein Abklingen der Ladung im Kanal mit einer Zeitkonstante von 28 s zu erkennen. Das gemessene Potential stabilisiert sich nach ca. 1 min auf -8 V . Aus dem Abklingverhalten der ersten 30 min nach dem Abschalten des OFETs lässt sich eine Zeitkonstante von ca. 3 h für die verbleibenden Ladungsträger abschätzen. Bemerkenswert ist, dass im Kanal kein signifikanter Potentialgradient zu beobachten ist. Wie weiter unten diskutiert, ist der hier beobachtete Abklingprozess daher nicht durch den Transport im Kanal begrenzt.

Das hier beobachtete Verhalten kann vielmehr so interpretiert werden, dass ein Teil der Ladung in flachen Fallen lokalisiert ist und der übrige Teil tiefe Fallenzustände besetzt. In Laufe der Messung werden die Ladungsträger in den flachen Fallenzuständen wieder befreit und können den Kanal verlassen. Die Zeitkonstante für das Befreien der Elektronen aus den tiefen Fallenzuständen ist jedoch so groß, dass viele dieser Elektronen im Zeitraum des Experimentes im Kanal verbleiben.

Die Injektion eines Lochstromes könnte ebenfalls das langsame Ansteigen des Potentials erklären. Das Stabilisieren des Potentials nach 1 min müsste in diesem Fall durch eine feldgestützte Injektion erklärt werden, bei der für eine effiziente Lochinjektion $\approx 8\text{ V}$ am Kontakt notwendig sind. In diesem Fall dürfte es jedoch nicht zu dem in Abbildung 5.5(a) beobachteten Potentialunterschied zwischen Kanal und Kontakten bei $U_{SG} = -10\text{ V}$ bis 10 V kommen. Der dort vorliegende Potentialunterschied von bis zu 25 V zwischen Kanal und Kontakt müsste eine deutliche Lochinjektion ermöglichen. Die Vorstellung, dass Elektronenfallen nach und nach gelöscht werden, scheint daher zutreffender.

In Abbildung 5.6(a) ist ein gleichmäßiges Potential im mittleren Bereich des Kanals zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass das beobachtete zeitliche Verhalten von $\Phi(t > 800\text{ s})$ durch das Befreien der Ladungsträger aus den Fallen und nicht durch den Ladungstransport zu den Kontakten bestimmt wird. Bei einer Begrenzung durch den lateralen Transport der Ladungsträger wäre im gesamten Kanal ein Potentialgradient zu den Kontakten hin zu erwarten. Dies deutet darauf hin, dass die Ladungsträgerfallen sich räumlich nicht unmittelbar dort befinden, wo der Ladungsträgertransport stattfindet, sondern tiefer liegend im Dielektrikum zu finden sind.



(a) Potential Φ/V während des Experimentes

(b) Gemittelte Potentiale

Abbildung 5.7.: Neutralisieren der im Kanal gefangenen Ladung (Fortsetzung von Abbildung 5.6): Zeitlicher Verlauf des Oberflächenpotentials (a) und Darstellung des über $1\mu\text{m}$ gemittelten Verlaufes von Φ über Source (Linie) bzw. Kanal (Punkte) (b). Die Messung schließt an die in Abbildung 5.6 dargestellte Messung an und teilt eine gemeinsame Zeitachse. Untersucht wurde der in Abb.

Im Gegensatz dazu wurde beispielsweise von Mathijssen et al. ein durch den Transport begrenztes Abklingen der Ladung auf einer SiO_2 -Oberfläche ohne Halbleiter beobachtet [88]. Dabei traten im Kanal die für Ladungsträger mit einer geringen Beweglichkeit zu erwartenden lateralen Potentialgradienten auf. Dagegen ist bei der in Abbildung 5.6 dargestellten Messung lediglich an den Kontakten ein Potentialgradient zu erkennen. Aus dem annähernd linearen Potentialverlauf über $\approx 0,5\mu\text{m}$ kann dort ein Feld von mindestens $0,1\text{ MV/cm}$ bis $0,3\text{ MV/cm}$ abgeschätzt werden. Dieses Feld kann dazu führen, dass Elektronen den Kanal verlassen oder Löcher injiziert werden, diese Löcher könnten dann auf dem PMMA-Pentacen Interface ebenso wie die Elektronen transportiert werden.

Um diese Lochinjektion nachweisen und beobachten zu können, wurde das elektrische Feld am Source-Kontakt bewusst verstärkt. Dazu wurde eine positive Spannung an Source angelegt. In Abbildung 5.7 ist dargestellt, was beim Anlegen von 10, 15 bzw. 20V an Source geschieht³.

Bei 15V ist ein langsamer, über den Kanal hinweg gleichmäßiger Anstieg von Φ zu beobachten (3). Dies kann durch die Injektion beweglicher Löcher erklärt werden, die sich schneller im Kanal ausbreiten, als es die lineare Abtastung des Potentials mit $1/16\text{Hz}$ erfassen kann. Nach dem Abschalten der Spannung sinkt das Potential wieder leicht ab (4), was durch einen Potentialausgleich über das mit Pentacen bedeckte Gebiet hinweg erklärt werden kann.

Bei $U_{\text{SG}} = 20\text{V}$ ist die Injektionsrate ausreichend, um den Kanal abrupt mit Löchern zu füllen (5). Dabei liefert die Spannungsquelle für Source einen Strom von ca. $0,1\text{ nA}$. Die Ladungsträger sind demnach im Kanal beweglich und können einen Drainstrom treiben. Der vermessene n-Typ OFET hat somit auch p-Typ Eigenschaften. Er ist also „leicht ambipolar“.

³ Durch die geringe Austrittsarbeit der Ca-Kontakte liegt $\Phi(\text{Kontakt})$ über der jeweils an den Kontakten angelegten Spannung von 10V (1), 15V (3) bzw. 20V (5).

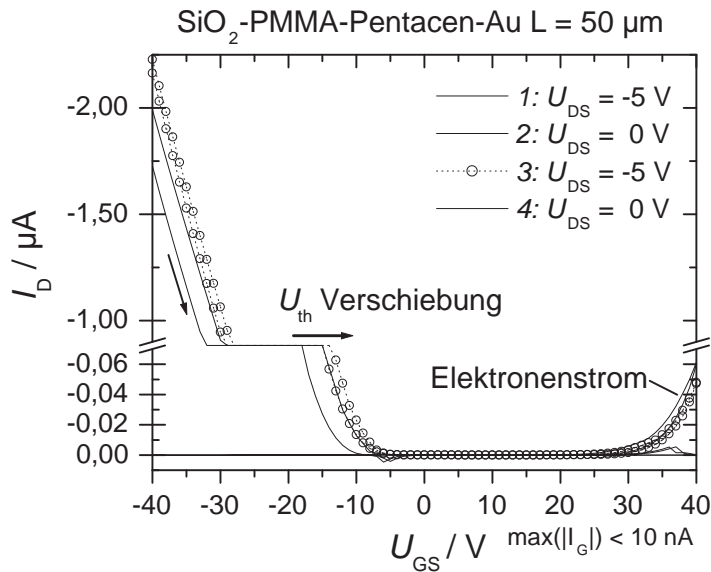


Abbildung 5.8.: Ambipolare Transferkennlinie eines nach Prozess A.1 hergestellten Pentacen OFETs mit Au-Top-Kontakten, SiO₂/PMMA-Dielektrikum und 50μm-Kanallänge. Die Messung startet und endet jeweils bei $U_{GS} = -40\text{ V}$. Bei $U_{GS} = -5\text{ V}$ und $U_{GS} = 35\text{ V}$ ist in den Kennlinien für $U_{DS} = 0\text{ V}$ ein geringer Strom zu erkennen, der dem Umladen der Gatekapazität zugeschrieben werden kann.

5.3 Ambipolare Eigenschaften unipolarer OFETs

Wie in Kapitel 4.2 diskutiert, kann I_D sowohl durch die Injektion an den Kontakten, als auch durch den Transport im Kanal begrenzt werden. Unipolare OFETs zeichnen sich meist durch ein starkes Ungleichgewicht der Elektronen- und Lochbeweglichkeiten oder stark unterschiedliche Injektion für Elektronen und Löcher aus. Durch dieses Ungleichgewicht wird das Verhalten der unipolaren OFETs von einer Ladungsträgersorte dominiert.

Dies bedeutet jedoch nicht, dass jeweils nur eine Ladungsträgersorte in den Kanal injiziert und dort transportiert wird. Es ist beispielsweise bekannt, dass es bei Bauteilen, deren unipolares Verhalten von der unterdrückten Injektion einer Ladungsträgersorte herrührt, durch ausreichend hohe Spannungen an den Kontakten zur Injektion der komplementären Ladungsträgersorte kommt [39]. Der laterale Ladungstransport ist sogar ohne Halbleiterschicht auf einer Isolatoroberfläche möglich. Dieses von Isolatoren in der Hochspannungstechnik bekannte Phänomen wurde auch auf SiO₂-Oberflächen in OFET-Strukturen beobachtet [88].

Im Folgenden soll gezeigt werden, dass auch schon bei im Betrieb von OFETs üblichen Spannungen von wenigen 10V eine Injektion komplementärer Ladungsträger und auch deren Transport im Kanal beobachtet werden kann.

Bei den in Abbildung 5.3 skizzierten OFETs sind sowohl Elektronen als auch Löcher im Kanal beweglich [39, 85]. Die Kontakte bestimmen den Leitungstyp des OFETs durch unterschiedlich hohe Injektionsbarrieren. Durch Kombination von Ca- und Au-Kontakten in einem Bauteil entsteht ein Bauteil mit ambipolaren Eigenschaften [39, 40]. Abbildung 5.8 zeigt eine Messung an einem OFET mit Au-Kontakten, die demonstriert, dass in dem dort vermessenen p-Typ-OFET bei $U_{GS} = 40\text{ V}$ ein Elektronenstrom messbar ist. Dies kann durch die geringe Energielücke von $E_g = 2,1\text{ eV}$ [37] in Pentacen erklärt werden.

Die Elektronen werden in diesem Fall vom Drain-Kontakt aus injiziert. Die Spannung zwischen Drain und Gate $U_{DG} = 45 \text{ V}$ entspricht bei Annahme konstanter Dielektrizitätszahlen über die Distanz zwischen Drain und Gate einer elektrischen Feldstärke von ca. 2 MV/cm . Diese Feldstärke liegt im Bereich der bei vorangegangenen Arbeiten für die Injektion von Löchern aus Kalzium verwendeten Felder [39]. Bei solchen Feldstärken kann auch bei großen Energiebarrieren an den Kontakten eine Injektion durch Fowler-Nordheim-Tunneln [89] stattfinden. Das wiederholte Durchführen der Messung zeigt, dass sich U_{th} zu positiven U_{GS} hin verschoben hat. Dies kann durch Elektronen erklärt werden, die nach der Elektronenakkumulation in Fallenzuständen im Kanal verbleiben und zusätzliche Löcher akkumulieren.

Auch wenn in einem Bauteil kein Elektronenstrom nachgewiesen werden kann, so bedeutet dies lediglich, dass I_D kleiner ist als die parasitären Ströme in Bauteil und Messaufbau. Gerade weil die Messung von U/I-Kennlinien hier an ihre Grenzen stößt, eignet sich KPFM als Methode, um die Vorgänge im OFET dennoch untersuchen zu können.

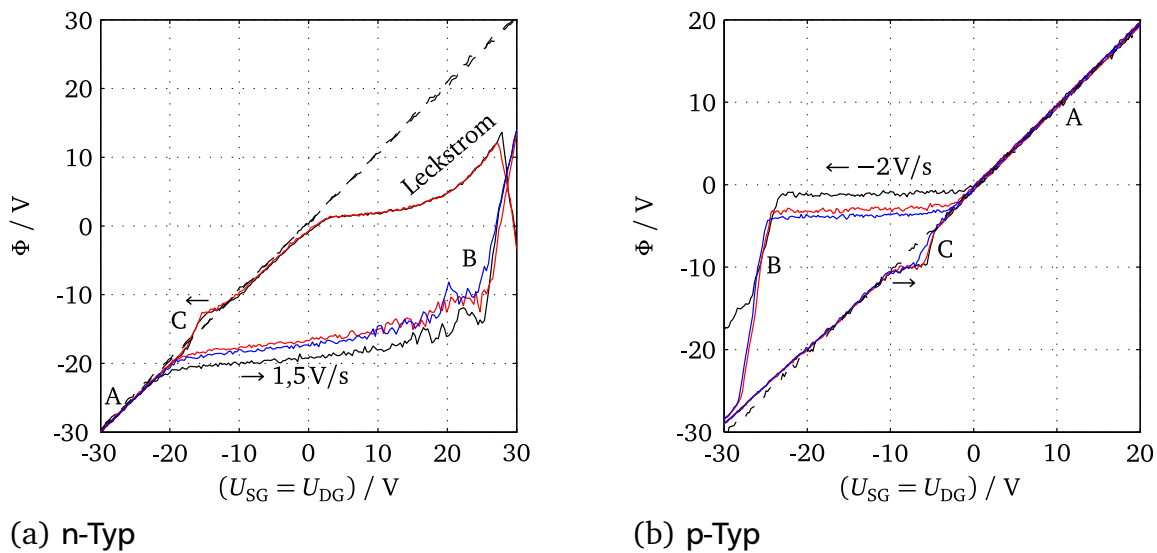


Abbildung 5.9.: Oberflächenpotential Φ im Kanal von n-typ (a) bzw. p-typ (b) OFETs in Abhängigkeit der an beiden Kontakten S und D angelegten Spannung $U_{DG} = U_{SG} = -U_{GS}$ ($U_{DS} = 0$). Die Spannung wurde relativ zum Gate G angelegt und gemessen. A: ON-Zustand mit akkumulierten Ladungsträgern und leitfähigem Kanal, B: Injektion komplementärer Ladungsträger in den stark verarmten Kanal, C: Kurzzeitige Verarmung des Kanals bevor erneut reguläre Ladungsträger akkumuliert werden. Wiederholte Messungen sind in rot (2.) und blau (3.) dargestellt. Referenzmessungen über den Kontaktelektroden sind gestrichelt eingezeichnet. Der Aufbau der OFETs ist in Abb. 5.3 dargestellt.

In Abschnitt 5.2 wurde beschrieben, wie die im Kanal gefangene Ladungsdichte gemessen werden kann. Dazu wurde das Potential im Kanal von n-Typ- und p-Typ OFETs beobachtet, während der Kanal an beweglichen Ladungsträgern verarmt wurde. Wird bei diesen Bauteilen eine hinreichend hohe Spannung zum Verarmen des Kanals verwendet, so kommt es zur Injektion kom-

plementärer Ladungsträger. In Abbildung 5.9 sind solche Messungen dargestellt. Zunächst wird die Messung des p-Typ OFETs in Abbildung 5.9(b) betrachtet. Ausgehend von ON-Zustand (A) wird die Ladungsdichte im Kanal durch Ändern der Spannung an den Kontakten reduziert, bis dieser schließlich an beweglichen Ladungsträgern verarmt und das Potential im Kanal konstant bleibt. Bei (B) kommt es zu einer abrupten Änderung des Potentials⁴. Bei diesem Sprung erscheint negative Ladung am Messpunkt in der Kanalmitte. Nach diesem Sprung folgt Φ dem Potential der Kontaktelektroden. Der Kanal ist dementsprechend leitfähig. Dies lässt sich dadurch erklären, dass Elektronen an den Kontakten injiziert und im Kanal akkumuliert wurden. Bei ca. 10 V größeren Spannungen zwischen Gate und Kontakten konnten in ähnlichen Bauteilen bereits Drainströme gemessen werden (Abbildung 5.8). Das Einsetzen einer Elektronenakkumulation erscheint bei diesen Spannungen daher plausibel, obgleich in der Ausgangskennlinie des Bauteils 5.4(b) kein ambipolarer Elektronenstrom sichtbar ist.

Bei wiederholter Durchführung der Messung (rote und blaue Linien) werden im Bereich des Plateaus (\leftarrow) geringere Φ gemessen. In diesem Bereich ist Φ ein Maß für die im Kanal gefangenen Ladungsdichte $\tilde{q} \approx \tilde{C} \Phi$ (vgl. Abschnitt 5.2). Ein Teil der in den Kanal injizierten Elektronen verbleibt also als gefangene Ladung im Kanal, obwohl der OFET zu Beginn der Messungen jeweils bei $U_{SG} = 20\text{ V}$ in Lochakkumulation betrieben wird. Es findet also keine vollständige Rekombination der gefangenen Elektronen mit den im Kanal akkumulierten Löchern statt. Dies deutet darauf hin, dass die negative Ladung möglicherweise im Dielektrikum und nicht an dessen Grenzfläche zum Halbleiter lokalisiert ist.

Solche Ladungen, die über längere Zeit im OFET verbleiben, beeinflussen die Dichte der beweglichen Ladungsträger und verschieben dadurch U_{th} . Dies kann zu den häufig in der Literatur angesprochenen Hystereseeffekten führen [90, 91]. Hystereseeffekte sind beim Messen von UI-Kennlinien leicht zu erkennen. Ladungsträger, die sich über einen langen Zeitraum hinweg im Kanal des OFETs festsetzen, sind dagegen nicht direkt zu erkennen, da U_{th} während einer Charakterisierung sich eventuell nur geringfügig ändert. Wird das Bauteil dagegen über längere Zeit oder wiederholt im OFF-Zustand betrieben, so würde mehr und mehr negative Ladung im Kanal gefangen. Solche Effekte lassen sich durch gezielte Experimente erkennen [92–94] und sind auch ein bei anorganischen Feldeffekttransistoren bekanntes Problem [95].

Wird weiterhin in Abbildung 5.9(b) die Messung von der Elektronenakkumulation bei $U_{SG} = -30\text{ V}$ zur Lochakkumulation hin betrachtet, so ergibt sich ein Verlauf für Φ der etwa der als gestrichelte Linie dargestellten Referenzmessung auf den Kontaktelektroden entspricht. Bei $\Phi \approx -10\text{ V}$ (\rightarrow) ist jedoch reproduzierbar zu erkennen, dass Φ kurzzeitig konstant bleibt. Nach ca. 2 s bzw. $\Delta U_{SG} \approx 4\text{ V}$ kehrt Φ wieder auf die Referenzkurve zurück (C). Dies ist interessant,

⁴ Selbst wenn die Zeitkonstante des Kelvinreglers minimal gewählt wird, kann diese Potentialänderung mit dem Messaufbau nicht mehr aufgelöst werden. Der Fehler der Kelvinregelung wird dabei so groß, dass der Topografierregler auf das elektrische Feld anspricht und den Abstand zur Probe vergrößert.

da für die Au-Pentacen-Kontakte eine effiziente Injektion von Löchern erwartet wird. Sobald $\Phi < U_{SG}$ gilt, sollten injizierte Löcher diese Potentialdifferenz ausgleichen. Dass es dennoch zur Verarmung des Kanals kommt, kann durch mehrere Effekte erklärt werden: Die injizierten Löcher benötigen eine endliche Zeit zum Erreichen der Mitte des Kanals. Ebenso ist es denkbar, dass trotz der guten Anpassung des HOMO-Energieniveaus von Pentacen an die Austrittsarbeit von Gold eine Energiebarriere für die Injektion der Löcher vorhanden ist [96].

Die temporäre Verarmung des Kanals bei beiden Messrichtungen erlaubt es, die im Kanal gefangene Ladungsdichte nach Elektronenakkumulation und nach Lochakkumulation in einem Bauteil direkt zu messen. Die Herstellung verschiedener Bauteilvarianten mit blockierenden Kontakten für Löcher bzw. Elektronen ist bei dieser Art der Messung nicht mehr nötig. Die Ladungsdichte, die in einer Phase der Lochakkumulation durch Löschen von Elektronenfallen oder das Besetzen von Lochfallen in den Kanal gelangt, kann direkt aus der Differenz der Ladungsdichten bei Beginn (\rightarrow/C) und Ende (\leftarrow) der Lochakkumulation berechnet werden: $\Delta U\tilde{C} \approx 0,14 \mu C/cm^2$.

Das Ergebnis einer entsprechenden Messung am n-Typ OFET ist in Abbildung 5.9(a) dargestellt. Hier wird die Messung in Elektronenakkumulation (A) begonnen. Nach der Verarmung kommt es bei ausreichend starken Feldern zur Lochinjektion (B). Der n-Typ OFET (Abb. 5.9(a)) wurde zuvor deutlich länger als der p-Typ OFET (Abb. 5.9(b)) in Elektronenakkumulation betrieben. Dies kann erklären, dass die Verarmung hier bereits bei $U_{SG} = -20V$ beginnt. Im Bereich der Lochinjektion aus Ca sind stärkere Potentialdifferenzen als für die Elektroneninjektion aus Au zu beobachten. Für $U_{SG} > 0$ ist ein signifikanter Leckstrom durch das Gatedielektrikum zu beobachten. Daher kommt es dort nicht zu einer deutlich erkennbaren Akkumulation der Löcher. Für $U_{SG} < 0$ ist kein Leckstrom zu beobachten. Bei sinkendem U_{SG} kann dort aufgrund der im Kanal gefangenen negativen Ladung ein durch akkumulierte Löcher leitfähiger Kanal beobachtet werden. Das Verarmen an beweglichen Löchern und das Einsetzen der Elektronenakkumulation (C) ist auch hier zu erkennen, jedoch weniger deutlich ausgeprägt.

5.4 Langsamer Transport bei geringen Ladungsträgerdichten

Die im Abschnitt 5.3 beobachtete kurzzeitige Verarmung des Kanals beim Wechsel der Art der akkumulierten Ladungsträger könnte durch eine begrenzte Injektion der Ladungsträger oder einen Laufzeiteffekt im Kanal erklärt werden. Der Laufzeiteffekt wäre also mit dem hier verwendeten KPFM-Aufbau auflösbar. Die direkte Erfassung der Ausbreitung einer Ladungsträgerfront mit KPFM wurde jedoch zunächst nicht erwartet, da diese Systeme mit Zeitkonstanten von deutlich über 1 ms arbeiten. Für das Abtasten einer Zeile benötigt das System auf der rauen Pentacenoberfläche mehrere Sekunden. Zum Vergleich: Bei der Messung von U/I-Kennlinien wird häufig nur wenige zehn Millisekunden nach dem Anlegen der Spannungen gewartet, bevor die Ströme

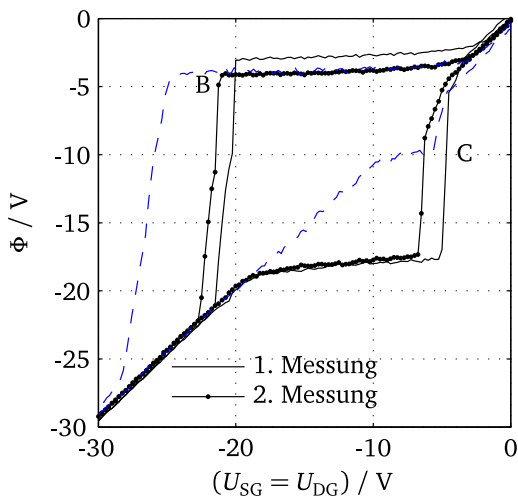
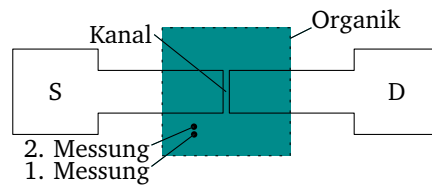


Abbildung 5.10.: Oberflächenpotential der Pentacenschicht neben den Au-Kontaktelektroden beim Umladen des Transistorkanals. Der Abstand zu den Kontakten betrug ca. 0,1 mm. Die zweite Messung wurde ca. 10 μm näher an den Kontakten durchgeführt. Zum Vergleich sind zwei Messungen aus den Mitte des OFET-Kanals eingeblendet (blau, gestrichelt). Vermessen wurde der in Abbildung 5.3(b) skizzierte n-Typ OFET.



gemessen werden, da die Aufladevorgänge im OFET soweit abgeschlossen sind, dass nahezu kein Einfluss mehr auf die gemessenen Ströme beobachtet wird.⁵

Wie in Kapitel 5.2 erwähnt, konnten Mathijssen et al. die Ausbreitung von Elektronen auf SiO_2 mit KPFM erfassen [88]. Dort wurde die langsame Ausbreitung von Ladungsträgern in Fallenzuständen über viele Minuten beobachtet. Hier wurden jedoch Ladungsträger beobachtet, für die Beweglichkeiten von ca. $0,2 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ aus den Kennlinien bestimmt wurden.

Um aufzuklären, ob es sich im vorliegenden Fall um Laufzeiteffekte handelt, wurden die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Umladeexperimente in verschiedenen Abständen zu den Kontakten durchgeführt. Abbildung 5.10 zeigt eine an dem zuvor vermessenen p-Typ OFET (Abb. 5.3(b)) durchgeführte Messung, die ca. 0,1 mm von den Au-Kontaktelektroden entfernt durchgeführt wurde.

Von der Lochakkumulation bei $U_{\text{SG}} = 0 \text{ V}$ kommend, verläuft Φ an den 0,1 mm entfernten Messpunkten ähnlich wie in der Mitte des Kanals. Während der Verarmung an beweglichen Ladungsträgern ist Φ durch eine ähnlich hohe Dichte an negativer gefangener Ladung bestimmt. Das geringfügig frühere Einsetzen der Elektroneninjektion (B) kann möglicherweise durch Veränderungen an den Kontakten erklärt werden. Die entfernten Messungen wurden später am selben Bauteil durchgeführt. Das wiederholte Injizieren von Elektronen bei hohen Feldstärken könnte die Kontakte verändern, da hier nahezu die gesamte eingebrachte elektrische Leistung am Kontakt in Wärme umgesetzt wird.

Von der Elektronenakkumulation bei $U_{\text{SG}} = -30 \text{ V}$ kommend setzt die Verarmung an beweglichen Ladungsträgern deutlich früher ein als im Kanal. Der Bereich, in dem das Verarmen des Kanals stagniert und schließlich die Akkumulation der Löcher startet, ist in einer größe-

⁵ abgesehen von Instabilitäten des Bauteils

ren Entfernung deutlich größer. Das beobachtete Umladephänomen ist also eine Funktion des Abstandes.

Für eine Betrachtung der Ladungsträgersausbreitung in Zeit und Raum ist eine simultane Messung an allen Punkten des abgetasteten Bereiches zweckmäßig. Da bei SPM und somit auch bei KPFM mit einer Sonde abgetastet wird, ist dies jedoch nicht praktikabel. Stattdessen wurden hier „quasi-simultane“ Messungen durchgeführt, deren Funktionsprinzip im Folgenden beschrieben wird.

Für die Darstellung der Ladungsträgersausbreitung wurde ausgenutzt, dass bei oben diskutierten Umladeexperimenten wie in Abb. 5.9 nach einigen Wiederholungen sich die Kurvenform nicht mehr signifikant ändert. Diese Messungen wurden dazu in Intervallen immer wieder durchgeführt. Für jeden Umladevorgang wurde die Messspitze über einen anderen Punkt der Oberfläche gesetzt, bis der gewünschte Bereich erfasst war. Über die in Abschnitt 3.5.2 beschriebene Elektronik werden die Messungen synchron mit dem Abtastvorgang des VT-AFM durchgeführt.

Unter der Annahme, dass sich die Vorgänge im OFET bei den einzelnen Messungen nahezu identisch wiederholen, kann dann für jeden Zeitpunkt der Messung ein Abbild des Oberflächenpotentials dargestellt werden. Um zu verifizieren, dass tatsächlich keine signifikanten Unterschiede zwischen den Messungen auftreten, wurden die Zeilen vorwärts und rückwärts aufgezeichnet. Um die Zahl der Messzyklen auf 160 pro Linie zu begrenzen, wurde in Abständen von $0,10\mu\text{m}$ bis $0,14\mu\text{m}$ gestoppt. Für die Auswertung wurden die aufgezeichneten Daten mit Hilfe der Flat-Toolbox gesichtet. Die Methode bietet die Möglichkeit, einen Film der zeitlichen Entwicklung der Oberflächenpotentialkarte zu erstellen. Da sich die einzelnen Linien bei den bisher untersuchten OFETs nicht signifikant unterschieden, wurden jedoch nur einzelne Linien visualisiert.

Abbildung 5.11 zeigt eine solche Messung an einem Pentacene Top-Contact OFET mit Au-Kontakten und PMMA-SiO₂-Dielektrikum, dessen Herstellungsprozess in Anhang A.4 dokumentiert ist. Unten in Abbildung 5.11 ist rechts der Aufbau des OFETs mit der an Source und Drain angelegten Spannung $U_{\text{SG}} = U_{\text{DG}}$ dargestellt. Links unten ist der zuvor beschriebene Ablauf der Messung skizziert. Darüber ist die Topografie am Messort dargestellt, in der die Kornstruktur des polykristallinen Pentacenfilms, sowie links und rechts die 50 nm dicken Au-Top-Kontakte zu erkennen sind. Oben ist schließlich, für eine in x -Richtung abgetastete Zeile, der zeitliche Verlauf von Φ dargestellt. Wie unten links in der Ablaufskizze dargestellt, wurden die zeitlichen Verläufe an den einzelnen Messpunkten der Zeile tatsächlich nacheinander erfasst. Durch die Periodizität der Messung können die Verläufe dennoch so betrachtet werden, als wären die zeitlichen Verläufe an allen Messpunkten gleichzeitig erfasst worden.

Der OFET wurde aus Elektronenakkumulation kommend ($t = 0$, $U_{\text{SG}} = -45\text{V}$) zur Lochakkumulation hin umgeladen. Wie bei den Punktmessungen in Kapitel 5.3 diskutiert, sinkt bei

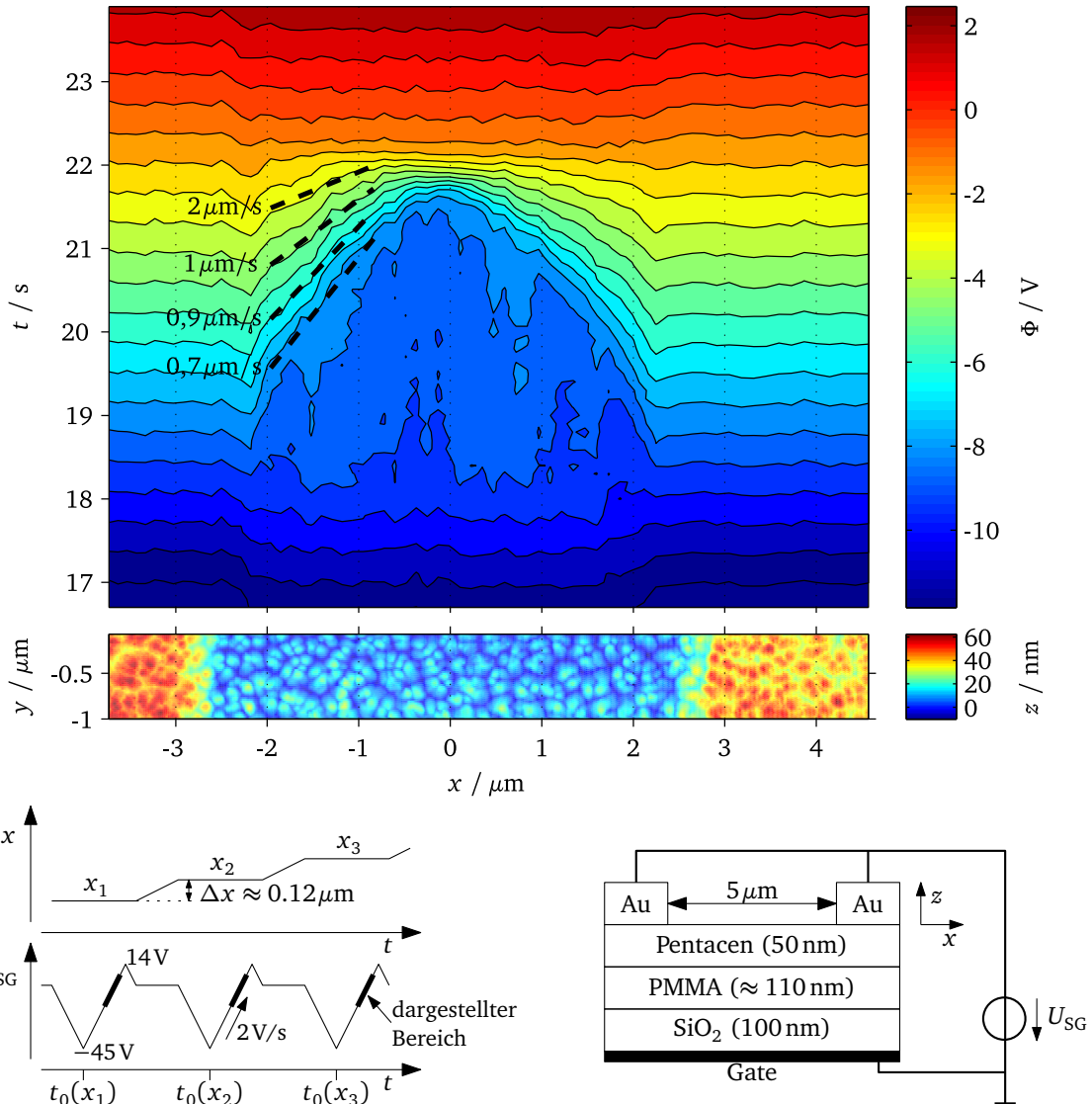


Abbildung 5.11.: Lateraler Ladungstransport: Dynamisches Verhalten des Oberflächenpotentials $\Phi(x, t)$ (oben) und Topografie $z(x, y)$ (Mitte) eines Pentacen OFETs (unten rechts) mit Au-Top-Kontakten und PMMA-Dielektrikum.

An den einzelnen Messpunkten wurde, wie links unten dargestellt, die Spannung an den Kontakten U_{SG} von Elektronenakkumulation im Kanal (-45 V) bis zur Lochakkumulation (14 V) verändert ($\Delta U_{SG} = 0,2\text{ V}$, $\Delta t = 0,1\text{ s}$). Im Oberflächenpotential (oben) sind an der einfließenden Ladungsfront einige der Ausgleichsgeraden (gestrichelt) eingezeichnet, mit denen die Geschwindigkeit der Ladungsfront bestimmt wurde.

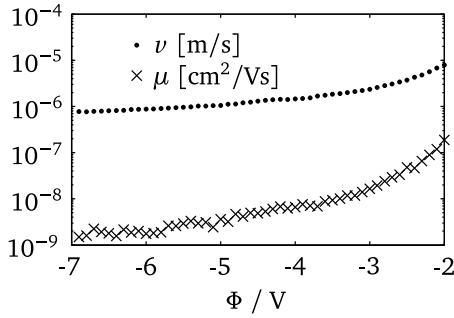


Abbildung 5.12.: Abgeschätzte Geschwindigkeit v und Beweglichkeit μ der einfließenden Ladung (Abb. 5.11, oben). Für die Flächen $\Phi_i(x, t) = [-7,6\text{V} : 0,1\text{V} : -1,8\text{V}]$ wurde v durch Anlegen von Ausgleichsgeraden $t(x, \Phi_i) = t_0(\Phi_i) + x/v(\Phi_i)$ an die linear interpolierten Messdaten $\Phi(x, t)$ bestimmt. Zur Abschätzung von $\mu = v/F$ wurde das mittlere Feld zwischen zwei Ausgleichsgeraden $\bar{F}_i = (\Phi_i - \Phi_{i+1})/(x_i(t) - x_{i+1}(t))$ verwendet.

steigendem U_{SG} zunächst die Dichte an beweglichen Elektronen. In Abbildung 5.11 steigt Φ im Kanal dabei bis $t < 18\text{s}$ ortsunabhängig und synchron zu den Kontakten an. Zwischen 18 s und 19 s verarmt der Kanal an beweglichen Elektronen und folgt nicht mehr dem weiter ansteigenden Potential der Kontaktelektroden links und rechts. Die Verarmung geschieht bei $\Phi \approx 9\text{V}$, was gut mit den zuvor diskutierten Messungen in Abbildung 5.9(b) übereinstimmt, die an einem OFET mit gleichem Kanalaufbau durchgeführt wurden. Danach fließt von links und rechts positive Ladung ein, bis der Kanal bei ca. 22 s wieder dem Potential der Kontakte folgt.

In erster Näherung bewegt sich die Ladung mit einer konstanten Geschwindigkeit in den Kanal hinein. An den unterschiedlichen Steigungen $\partial x / \partial t$ der Äquipotentiallinien ist zu erkennen, dass die Bewegung bei höheren Φ schneller erfolgt. Durch Berechnen von Ausgleichsgeraden wurde die in Abbildung 5.12 dargestellte Geschwindigkeit für verschiedene Φ abgeschätzt. Die Geschwindigkeit nimmt mit steigendem Φ zu. Dabei wird die Angabe von v zunehmend ungenauer, bereits bei $\approx 11\mu\text{m/s}$ durchläuft die Ladungsfront das berücksichtigte x -Intervall in einem Zeitschritt der Messung. Mit dem elektrischen Feld zwischen zwei Ausgleichsgeraden kann die Beweglichkeit der Ladungsfront geschätzt werden. Dazu wurde das mittlere elektrische Feld zwischen zwei Ausgleichsgeraden $t(x, \Phi)$ und $t(x, \Phi + 0,1\text{V})$ berechnet und somit angenommen, dass die Geraden parallel verlaufen. Diese Annahme stimmt nicht exakt, die Größenordnung der so berechneten μ kann jedoch mit den in Kapitel 4.1 betrachteten Lochbeweglichkeiten verglichen werden. Dort wurde für Ladungsträger bei $0 < \Phi < U_{\text{th}}$ aus dem beobachteten Parallelwiderstand eine mittlere Beweglichkeit $\mu \approx 10^{-2}\text{cm}^2/(\text{Vs})$ vorgeschlagen. Die Beweglichkeiten in Abbildung 5.12 liegen bei $\Phi = -7\text{V}$ bis -3V mit $\mu \approx 10^{-9}\text{cm}^2/(\text{Vs})$ bis $10^{-8}\text{cm}^2/(\text{Vs})$ darunter. Für höhere Φ steigt μ jedoch rapide an.

Eine mögliche Erklärung für die geringe Ausbreitungsgeschwindigkeit der Spitze der Ladungsfront ist die Rekombination der einfließenden Ladungsträger mit im Kanal gefangenen Elektronen. Dadurch bliebe die Dichte der beweglichen Löcher zunächst sehr gering, obwohl Φ deutlich ansteigt. Nach Erschöpfen des Elektronenreservoirs können sich die Löcher schließlich im Kanal ausbreiten.

Es ist also möglich, mit KPFM den Ladungstransport im Kanal des OFETs über die Zeit zu beobachten. Diese Methode ist jedoch zu langsam, um den Transport im ON-Zustand des OFETs zeit-

lich aufzulösen. Sobald die Leitfähigkeit des Kanals so groß wird, dass ein Drainstrom gemessen werden kann, ist es daher zweckmäßig, andere Methoden zu verwenden. Für die Untersuchung des Sub-Threshold-Bereichs und insbesondere des OFF-Zustandes stellt die Methode jedoch eine wertvolle Möglichkeit dar, die Bewegung von Ladungen im OFET zu untersuchen. Insbesondere für die Modellierung des dynamischen Ladungstransports im Kanal unter Berücksichtigung von Fallenzuständen können auf diese Weise experimentelle Daten gewonnen werden.

5.5 Hysterese von p-Typ OFETs durch Elektronenfallen

In Abschnitt 5.3 wurde gezeigt, dass Elektronen in den Kanal von p-Typ OFETs injiziert und dort gefangen werden können. Im Folgenden soll möglichst direkt gezeigt werden, dass diese Elektronen den Drainstrom derart beeinflussen, dass es zu einer Verschiebung der Schwellspannung kommt.

Beim Dauerbetrieb von Pentacen basierten OFETs mit Au-Bottom-Kontakten und SiO_2 -Dielektrikum wurde beobachtet, dass der Drainstrom zunächst absank, nach mehreren 10 Stunden jedoch wieder langsam anstieg (nicht dargestellt). Nach einer Betriebspause starteten die OFETs direkt mit einem erhöhten Drainstrom. Die Veränderung war also dauerhaft. Eine mögliche Erklärung war die Injektion von Elektronen vom Drain aus, die Fallenzustände auf der SiO_2 -Oberfläche besetzen [97].

Um solche Vorgänge in praktikablen Zeitfenstern im KPFM-Aufbau untersuchen zu können, wurden p-Typ OFETs gemäß Anhang A.3 hergestellt, bei denen eine solche Besetzung der SiO_2 -Oberfläche mit Elektronen schneller möglich ist. Dazu wurde ein Teil der Elektronenfallen an der Oberfläche durch eine Behandlung mit Hexamethyldisilazan-Dampf bei 200°C passiviert, um so einen schnelleren Transport der Elektronen im Bauteil zu ermöglichen. Da nach [97] die ursprüngliche Fallendichte die Ladungsträgerkonzentrationen im OFET um ein Vielfaches übersteigt, wurde die Reduktion der Fallendichte in Kauf genommen. Das resultierende Bauteil weist eine deutliche Hysterese auf und kann, wie in Abbildung 2.10 demonstriert, als Speicherelement verwendet werden. Durch Anlegen von $U_{\text{GS}} = \pm 40\text{V}$ kann der Drainstrom deutlich und remanent geändert werden.

Um zu untersuchen, ob die Instabilität dieses Bauteils tatsächlich durch im Kanal gefangene Elektronen herbeigeführt wird, wurde die in Abbildung 5.13 dargestellte Messung durchgeführt. Die Messung verläuft analog zu den in Abschnitt 5.3 diskutierten Experimenten. Es wird eine Transferkennlinie mit $U_{\text{GS}} = -60\text{V}$ bis 60V und zurück nach -60V gemessen. Dabei ist U_{DS} lediglich -5V . Source und Drain haben also ein ähnliches Potential⁶. Im gemessenen Drainstrom

⁶ Bei den Messungen in Abschnitt 5.3 wurde $U_{\text{DS}} = 0$ gewählt. Die Potentialmessung ist dadurch präziser, jedoch ist bei $U_{\text{DS}} = 0$ keine Messung von I_{D} möglich.

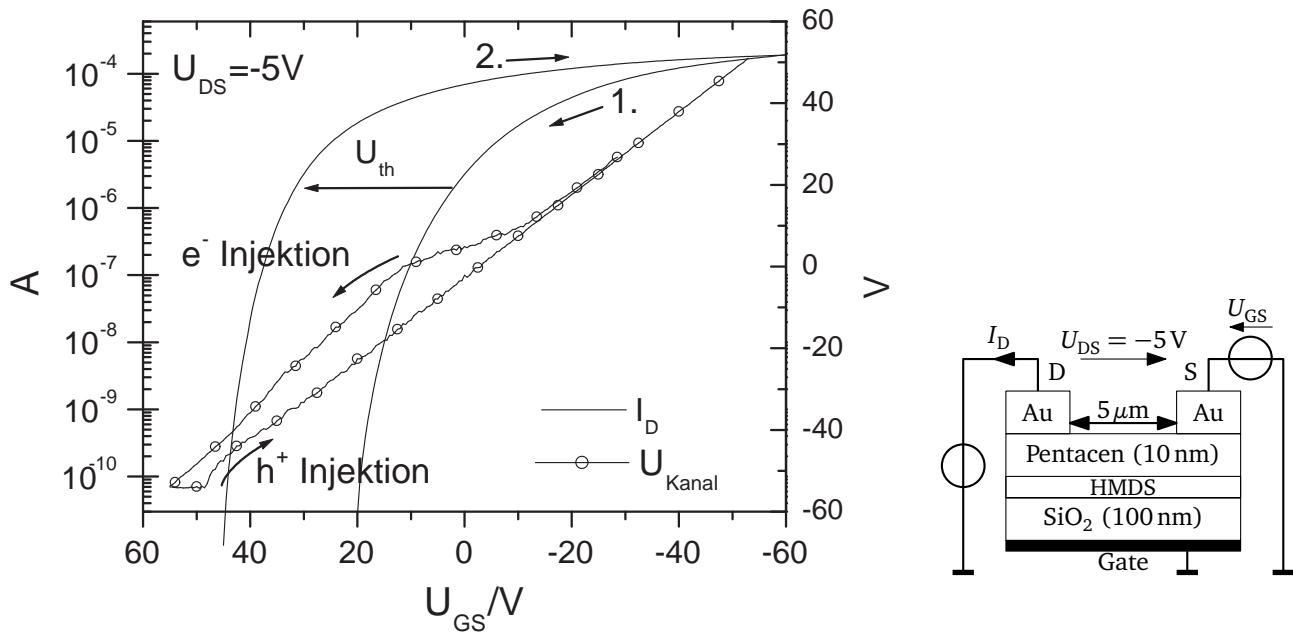


Abbildung 5.13.: Transferkennlinie und in der Kanalmitte gemessenes Oberflächenpotential eines Pentacene-OFETs mit Au-Kontakten, HMDS behandeltem SiO₂-Dielektrikum und $W/L=100$. Die Messung beginnt im Linearbetrieb bei $U_{GS} = -60V$ (1.) und verläuft zunächst zu niedrigen Drainströmen hin. Nach dem Betrieb im OFF-Zustand bei $U_{GS} = 60V$ zeigt der OFET eine deutlich verschobene Kennlinie (2.). Parallel kann am im Kanal gemessenen Potential beobachtet werden, dass Elektronen während des OFF-Betriebs in den Kanal gelangen.

ist eine deutliche Hysterese zu erkennen. Parallel wurde in der Kanalmitte das Oberflächenpotential Φ gemessen. Dies soll Aufschluss über die im Kanal befindliche Ladung geben. Wie in Abbildung 5.9 kann eine Stagnation des Potentials als eingefrorene, im Kanal gefangene Ladung interpretiert werden.

Zu Beginn der Messung (rechts) wird U_{GS} von $-60V$ aus erhöht. Dabei fällt Φ synchron mit $-U_{GS}$. Bei $U_{GS} = 0V$ ist I_D um zwei Größenordnungen gesunken und Φ hinkt den Änderungen von U_{GS} hinterher. Der Kanal ist also verarmt an beweglichen Ladungsträgern und daher hochohmig. Daraufhin beginnt Φ jedoch wieder schneller zu sinken und wird kleiner Null. Damit ist die Ladung im Kanal negativ, es werden also Elektronen in den Kanal injiziert. Das beschleunigte Absinken von Φ weist auf eine erhöhte Leitfähigkeit des Kanals hin. Φ hinkt jedoch noch $-U_{GS}$ hinterher. Demnach ist eine nicht vernachlässigbare Spannung nötig, um den Elektronentransport zur Kanalmitte zu treiben. Wie erwartet, kann beobachtet werden, dass die für den Transport nötige Spannung umso geringer ist, je höher die Elektronendichte wird. I_D ist dabei jedoch so gering, dass er mit dem verwendeten Aufbau nicht mehr aufgelöst werden kann.

Bei $U_{GS} = 60V$ wird die Messrichtung umgekehrt. Daraufhin bleibt Φ zunächst konstant. Die negative Ladung ist also im Kanal gefangen. Durch die negative Ladung kommt es bereits bei ca. 44V zur Injektion von Löchern in den Kanal. Dies kann zuerst an dem plötzlichen Anstieg von Φ

erkannt werden. Kurz darauf ist der durch die Löcher getragene Drainstrom groß genug, um diesen zu messen. Im weiteren Verlauf nähert sich I_D wieder der ursprünglichen Kennlinie an. Am Ende des Messvorgangs bei $U_{GS} = -60\text{ V}$ gilt $I_{\text{Start}} \approx I_{\text{Ende}}$ und der Vorgang kann wiederholt werden. Die Elektronenfallen werden demnach in diesem Bauteil während der Lochakkumulation gelöscht.

In diesem p-Typ OFET mit einem ON/OFF-Verhältnis größer 10^7 , in dem kein ambipolarer Elektronenstrom in der Charakteristik sichtbar ist, konnte beobachtet werden, wie der Kanal negativ aufgeladen wird. In-situ konnte in Korrelation dazu ein entsprechendes Verschieben der I_D -Kurve beobachtet werden. Obwohl das Bauteil eine reine p-Typ Charakteristik zeigt, kann die Hysterese demnach auf temporär gefangene Elektronen zurückgeführt werden.

5.6 Ambipolare Feldeffekttransistoren

Auch in ambipolaren OFETs werden deutliche funktionelle Instabilitäten beobachtet. Bei leuchtenden OFETs mit beweglicher Rekombinationszone wird dies durch Bewegungen der Rekombinationszone bei konstanten angelegten Spannungen besonders deutlich. Da in ambipolaren OFETs mit geringen Injektionsbarrieren sowohl Elektronen als auch Löcher effektiv injiziert werden, kann der Kanal nicht problemlos verarmt werden, um die gefangene Ladung zu erfassen. Unter Ausnutzung der in Kapitel 5.4 beschriebenen Laufzeiteffekte kann jedoch auch die Ladungsspeicherung in den Kanälen ambipolarer OFETs durch Umladen des Kanals untersucht werden.

Eine solche Messung wurde an einem ambipolaren Ditetracen⁷ basierten OFET durchgeführt. Der in Abbildung 5.14(c) skizzierte OFET wurde abweichend von den übrigen untersuchten Proben mit Au- und Ca-Kontakten sowie Ditetracen als OHL und Polyvinylcyclohexan als Dielektrikum hergestellt. Die Details der Präparation sind in [80] ausgeführt.

Die in Abbildung 5.14(a) links dargestellte Umlademessung zeigt deutliche negative Ladung beim Übergang von Lochakkumulation zu Elektronenakkumulation ($\Phi = -16,5\text{ V}$) und auch beim Übergang von Elektronenakkumulation zu Lochakkumulation ($\Phi = -27\text{ V}$). Somit kann auch bei ambipolaren OFETs an einem Ort im Kanal gefangene Ladung durch Umladen des Kanals erfasst werden. Der Argumentation ab Kapitel 5.2 folgend, weisen bei dem untersuchten OFET lediglich Lochdichten über $-16,5\text{ V}$ und Elektronendichten unter $\Phi = -27\text{ V}$ eine signifikante Beweglichkeit auf. Die jenseits dieser Verarmungsgrenzen befindliche Ladung gilt als unbeweglich.

⁷ Das Material Ditetracen ist durch das Patent WO/2007/000268 urheberrechtlich geschützt. Das Patent ist Eigentum der Dritte Patentportfolio Beteiligungsgesellschaft mbH & Co. KG.

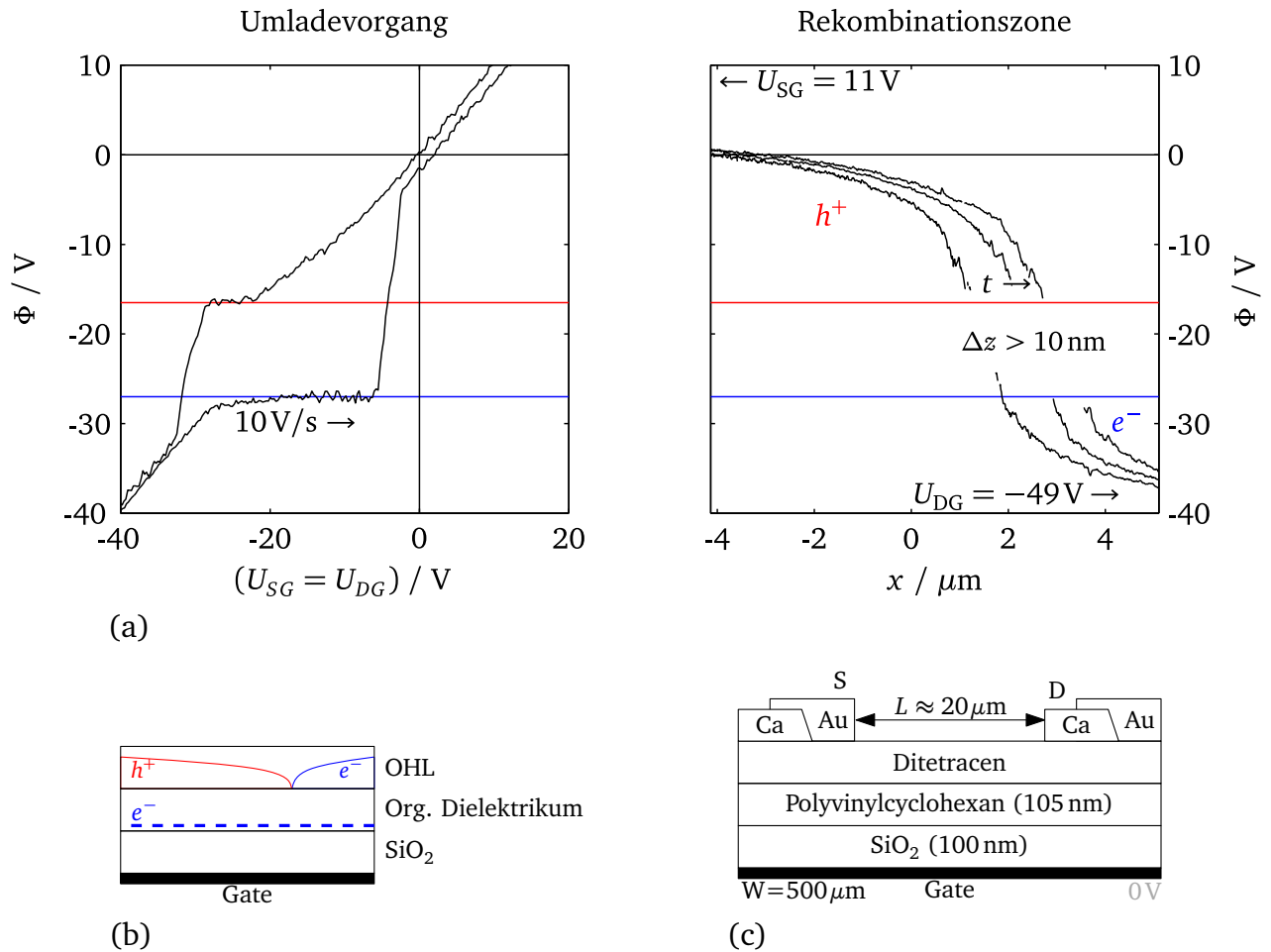


Abbildung 5.14.: Oberflächenpotential im Kanal eines ambipolaren, leuchtenden OFETs während des Umladens ((a), links) und an der Rekombinationszone ((a), rechts).

In der Skizze (c) sind versetzt aufgedampfte Ca- und Au-Kontakte zu erkennen. Aus dem Au-Kontakt (S) können bevorzugt Löcher injiziert werden, aus dem Ca-Kontakt (D) Elektronen.

Beim Umladen ((a), links) verarmt der Messpunkt im Kanal nach Lochakkumulation temporär bei $\Phi = -16,5\text{ V}$ und bei $\Phi = -27\text{ V}$ nach Elektronenakkumulation. Diese Niveaus sind auch in den Potentialverlauf der Rekombinationszone ((a), rechts) eingezeichnet.

Dort wurden konstante Spannungen an die außerhalb des Bildbereichs liegenden Kontakte S und D angelegt, so dass von links Löcher und von rechts Elektronen in den Bildbereich einfließen und dort rekombinieren. Der Potentialverlauf bei Lochakkumulation liegt dabei oberhalb von $\Phi = -16,5\text{ V}$ und bei Elektronenakkumulation unterhalb von $\Phi = -27\text{ V}$. Der gesamte Potentialverlauf ist zu negativen Φ hin verschoben. Die Illustration (b) zeigt eine mögliche Erklärung der Verschiebung des Kanalpotentials durch persistent im Doppelschicht-Dielektrikum gefangene Elektronen.

Der Potentialverlauf in der Rekombinationszone selbst konnte nicht erfasst werden, da die Messspitze sich aufgrund des großen Potentialgradienten von der Probe entfernte ($\delta z > \approx 10\text{ nm}$). Der genaue Herstellungsprozess dieses OFETs ist in [80] dokumentiert.

Rechts in Abbildung 5.14(a) ist der laterale Potentialverlauf im Kanal des OFETs dargestellt. Der OFET wurde so betrieben, dass die Rekombinationszone im Abtastbereich des Mikroskops liegt. In dieser Darstellung kann der zuvor auf der Zeitachse untersuchte Übergang zwischen Lochakkumulation und Elektronenakkumulation nun statisch in x -Richtung betrachtet werden. Die Löcher und Elektronen strömen links bzw. rechts in den abgetasteten Kanalbereich. An der Rekombinationszone bricht durch die Rekombination der Ladungsträger die Leitfähigkeit zusammen und die Kanäle für Elektronen und Löcher werden wie am Pinch-Off abgeschnürt. Dieses Abschnüren erfolgt in guter Übereinstimmung mit den zuvor bestimmten Grenzen $\Phi > -16,5\text{V}$ für effektiven Lochtransport und $\Phi < -27\text{V}$ für effektiven Elektronentransport.

Diese Potentiale können demnach auch hier als Grenze zwischen beweglicher und unbeweglicher Ladung betrachtet werden. Die Schnittpunkte der Potentialverläufe mit $\Phi = -16,5\text{V}$ und $\Phi = -27\text{V}$ sind jeweils $\approx 0,6\mu\text{m}$ entfernt. Der Stromfluss durch den Bereich zwischen diesen Schnittpunkten könnte so erklärt werden, dass sowohl eine Löcherdichte, die $\Phi \geq -16,5\text{V}$ entspricht, als auch eine $\Phi \leq -27\text{V}$ entsprechende Elektronendichte vorhanden ist. Durch die Überlagerung der positiven und negativen Ladung wird dann ein Potential gemessen, für das im unipolaren Fall keine Leitfähigkeit angenommen wird. Nach dieser Vorstellung begrenzen diese Schnittpunkte demnach die Zone, in der Elektronen und Löcher rekombinieren. (Zum Vergleich: Für einen Nickeldithiolen basierten OFET wurde eine Breite von $0,5\mu\text{m}$ für die Rekombinationszone berichtet [98].)

Dass bei $\Phi \ll 0\text{V}$ sowohl Loch, als auch Elektronentransport stattfinden können, deutet auf im Kanal gefangene Elektronen hin, die jedoch nicht direkt an der Isolatorgrenzfläche gefangen sind. An der Halbleiter/Isolator-Grenzfläche wäre eine Rekombination der gefangenen Elektronen mit akkumulierten Löchern zu erwarten, wie dies in Kapitel 5.5 beobachtet wurde. Wie in Abbildung 5.14(b) skizziert, könnte dies durch Elektronen erklärt werden, die an der SiO_2 /Polyvinylcyclohexan-Grenzfläche lokalisiert sind. Die Ladungsträger können durch Leckpfade im organischen Dielektrikum oder Tunnelprozesse an die SiO_2 -Oberfläche gelangen und dort in Grenzflächenzuständen verweilen. Dies ist auch eine mögliche Erklärung für die in Kapitel 5.3 beobachteten negativen Ladungen, die nach Lochakkumulation noch im Kanal verblieben waren. Durch wiederholte Akkumulation von Elektronen konnte die Dichte der gefangenen Ladung dort erhöht werden. An der Rekombinationszone in Abbildung 5.14(a) würde das langsame Steigern der gefangenen Elektronendichte im Bereich der Elektronenakkumulation ($x \approx 4\mu\text{m}$) die Dichte an beweglichen Elektronen langsam reduzieren. Dies würde das beobachtete Driften der Rekombinationszone in x -Richtung erklären.



6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden OFETs durch orts- und zeitaufgelöste Oberflächenpotentialmessungen untersucht. Hierbei standen langsame Transportphänomene, sowie Auf- und Entladeprozesse im Transistorkanal im Vordergrund. Insbesondere wurde das Laden und Entladen von Fallenzuständen analysiert und mit Instabilitäten des Drainstromes korreliert. Dabei zeigte sich, dass gefangene Elektronen in n-Typ- sowie in p-Typ OFETs als Ursache für Schwellspannungsverschiebungen gelten können.

Zunächst wurde an einem Omicron VT AFM die FM-KPFM-Methode etabliert und der Messbereich des Systems auf $\pm 100\text{V}$ erweitert, um die bei OFETs auftretenden Potentialdifferenzen erfassen zu können. Im Auftrag der Firma Omicron Nanotechnologie GmbH wurde die Matlab-Software erstellt, mit der die AFM-Daten ausgewertet werden können. Für den in-situ Betrieb der OFETs wurden Probenhalter und eine Elektronik realisiert, um synchron zum Abtastvorgang des AFMs Spannungen an den OFET anzulegen und Ströme zu messen.

Der realisierte Messaufbau wurde eingehend auf Fehler und Artefakte hin untersucht. Dabei konnte demonstriert werden, dass mit FM-KPFM Potentialstufen bis 30V bei einer lateralen Auflösung von 100nm , im Gegensatz zu anderen bekannten Methoden, ohne mathematische Korrekturen sauber abgebildet werden können. Schließlich wurde für die Herstellung der Proben ein Schattenmaskenprozess entwickelt, der es erlaubt, OFETs mit scharf strukturierten Kanälen von $5\mu\text{m}$ Länge zu realisieren. Dabei können die Geometrien Top- und Bottom-Gate sowie Top- und Bottom-Kontakt frei kombiniert werden.

Im Folgenden wurden die Potentialverläufe von pentacenbasierten OFETs im quasistatischen Betrieb mit bekannten Modellen verglichen. Dabei konnten Potentialverläufe und Ströme gut unter Annahme einer exponentiell verteilten DOS beschrieben werden, wobei die Parameter der besten Übereinstimmung im Einklang mit den von Smits et al. für Poly(Triarylamin)-OFETs gefundenen Parametern stehen. In Sättigung zeigte sich jedoch, dass dieses Modell den Drainstrom für kleine Ladungsträgerdichten unterschätzte. In den Ausgangskennlinien des Bauteils konnte dieser erhöhte Strom durch den Kurzkanaleffekt der Kanallängenmodulation beschrieben werden. Nachdem dies im Modell durch Einführen eines von der Gatespannung abhängigen Parallelleitwertes berücksichtigt wurde, konnte eine sehr gute Beschreibung der Messdaten erreicht werden. Zudem konnte an unterschiedlich prozessierten OFETs gezeigt werden, dass der Strom in OFETs mit Ausgangskennlinien ohne deutliche S-Kurvenform sowohl durch den Transport im

Kanal, als auch durch die Injektion am Kontakt begrenzt sein kann. Daher wird empfohlen, besonders bei der Charakterisierung neuer Materialsysteme mehrere OFETs mit unterschiedlichen Kanallängen zu vermessen.

Zur Bestimmung der im Kanal gefangenen Ladungsdichte wurde zunächst der Kanal von Pentacen basierten p-Typ- und n-Typ OFETs mit SiO_2 /PMMA-Dielektrikum untersucht, mit denen auch ein CMOS-Inverter realisiert wurde. Der Kanal wurde dazu an beweglichen Ladungsträgern verarmt und dann das durch die im Kanal verbleibende Ladung bestimmte Potential gemessen. Dabei zeigte sich in den p-Typ OFETs keine signifikante Ladungsspeicherung. In n-Typ OFETs konnte dagegen eine signifikante Speicherung negativer Ladung beobachtet werden, für deren Abklingverhalten zwei stark unterschiedliche Zeitkonstanten von 28 s und 3 h bestimmt werden konnten. Bei Spannungen ab $\approx 20\text{ V}$ konnte in n-Typ- und p-Typ OFETs die Injektion komplementärer Ladungsträger beobachtet werden. So gelang es, in den unipolaren Bauteilen sowohl Elektronenakkumulation, als auch Lochakkumulation zu realisieren. Dabei konnten zwei negative Ladungsdichten nach Lochakkumulation und nach Elektronenakkumulation unterschieden werden. Nach Elektronenakkumulation fanden sich sowohl flüchtige als auch persistente negative Ladungen im Kanal. Nach Lochakkumulation verblieb lediglich die persistente Ladungsdichte, die durch Elektronenakkumulation erhöht werden konnte. Die persistente negative Ladung führte dabei durch Akkumulation zusätzlicher Löcher zu einer Erhöhung der Kanalleitfähigkeit. Es konnte dadurch gezeigt werden, dass auch bei p-Typ OFETs durch Injektion und permanente Speicherung von Elektronen der Drainstrom beeinflusst werden kann.

Der Einfluss der im Kanal gefangenen negativen Ladung wurde weiter durch simultanes Messen der Ladungsdichte und des Drainstromes untersucht. Dazu wurden pentacenbasierte OFETs mit Au-Kontakten und starker Hysterese realisiert, indem ein mit HMDS behandeltes SiO_2 -Dielektrikum verwendet wurde. Durch die Erfassung des Potentials im Kanal während der Messung einer Transferkennlinie konnte beobachtet werden, wie sich Elektronen im Kanal des OFETs anlagern, während dieser im Off-Zustand betrieben wird. Die Schwellspannung wurde dadurch drastisch verschoben. Unter starker Lochakkumulation konnte die in diesem Bauteil gespeicherte Ladung jedoch wieder gelöscht werden. Ferner wurde die Möglichkeit des Schreibens und Löschens negativer Ladung ausgenutzt, indem mit diesem Bauteil ein Speicherelement realisiert wurde.

Auch ohne blockierende Kontakte wurde beim Wechseln zwischen Loch- und Elektronenakkumulation eine temporäre Verarmung beobachtet. Dies konnte auf Laufzeiteffekte der in den Kanal einfließenden Ladungsträger zurückgeführt werden. Durch quasi-simultane Messungen des Oberflächenpotentials gelang es, die Ausbreitung der aus Source und Drain in den Kanal einlaufenden Ladungsfront in Zeit und Raum zu erfassen. Hierbei fiel auf, dass an der Spitze der Ladungsfront keine Dispersion beobachtet wurde, was der Rekombination mit gefangenen Ladungsträgern im Kanal zugeschrieben wurde. Schließlich wurden auch in einem ambipolaren

Transistor die beim Umladen zwischen Loch- und Elektronenakkumulation im Kanal verbleibenden Ladungsdichten bestimmt. Der Vergleich dieser Potentiale mit dem Potentialverlauf der Rekombinationszone zeigte eine sehr gute Übereinstimmung und ermöglichte eine Abschätzung der Breite der Rekombinationszone. Dabei zeigte sich, dass neben dem Elektronentransport auch der Lochtransport bei negativen Potentialen stattfindet, was durch im Inneren des verwendeten Mehrschicht-Dielektrikums gefangene Elektronen erklärt werden konnte.

In den untersuchten Bauteilen wurden überwiegend Instabilitäten des Drainstroms durch Speicherung von Elektronen beobachtet, wobei zwei Kategorien unterschieden werden konnten: Zum einen persistente Elektronenfallen, die auch nach einer Lochakkumulation gefüllt bleiben und zu langfristigen Bauteilinstabilitäten führen, zum anderen Elektronenfallen, die bei Lochakkumulation wieder gelöscht werden und zu einer Drainstromhysterese führen. Bemerkenswert ist dabei, dass diese Mechanismen nicht nur bei Elektronen leitenden OFETs, sondern auch bei den reinen p-Typ Bauteilen beobachtet werden konnten. Für die Art der Elektronenspeicherung war insbesondere die Beschaffenheit des Gateisolators von Bedeutung.

Abkürzungen und Symbole

ϵ	Permittivität ($\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ mit ϵ_0 = elektrische Feldkonstante)
\hat{U}_{ac}	Amplitude der Modulation von U_K
\hbar	Plancksches Wirkungsquantum $\hbar = h/2\pi$
μ	Ladungsträgerbeweglichkeit
Φ	Potential
σ	spezifische Leitfähigkeit
$\tilde{\rho}$	Schichtwiderstand
\tilde{C}	Kapazität pro Flächeneinheit
\tilde{j}	Flächenstromdichte (z.B. I_D/W)
\tilde{q}	Flächenladungsdichte
d_{iso}	Dicke des Gateisolators
d_{OHL}	Dicke der organischen Halbleiterschicht
d_{Spitze}	Abstand zwischen Spitze Probe
e_0	Elementarladung
E_A	Elektronenaffinität
E_F	Elektrochemisches Potential (Fermi-niveau)
E_g	Energielücke
E_I	Ionisationsenergie
F	Elektrische Feldstärke
I_X	Strom, der durch Kontakt X in das Bauteil fließt.
j	Stromdichte
K	Kraft
k_B	Boltzmannkonstante
m^*	Effektive Masse
n	Ladungsträgerdichte
T	Temperatur
U_K	Kompensationsspannung der Kelvinmessung
U_{th}	Schwellspannung
U_{XY}	Spannung zwischen den Knoten X und Y (z.B. $U_{DS} = \Phi(D) - \Phi(S)$)
$W_{[e,h]}$	Energiebarriere für die Injektion von Elektronen e bzw. Löchern h
AFM	Rasterkraftmikroskop (engl.: Atomic Force Microscope)
AM-KPFM	KPFM mit Detektion durch Amplitudenmodulation
D	Drain
DI-Wasser	Deionisiertes Wasser

DOS	Zustandsdichte (engl.: Density Of States)
FM-KPFM	KPFM mit Detektion durch Frequenzmodulation
FN	Ausgangssignal der PSD (Auslenkung des Cantilevers)
G	Gate
HMDS	Hexamethyldisilazan
HOMO	Höchstes besetztes Molekülorbital (engl.: highest occupied molecular orbital)
KPFM	Kelvinsondenkraftmikroskopie (engl. Kelvin Probe Force Microscopy)
LUMO	Niedrigstes unbesetztes Molekülorbital (engl.: lowest unoccupied molecular orbital)
MATRIX	Steuersystem der Firma Omicron Nanotechnology GmbH
OFET	Organischer Feld-Effekt-Transistor
OHL	Organischer Halbleiter
PSD	positionsempfindlicher Detektor (engl.: Position Sensitive Detector)
PSF	Punktantwort (engl.: Point Spread Function, PSF)
REM	Rasterelektronenmikroskop
S	Source
SMU	Source-Measure-Unit: Programmierbare Spannungs-/Stromquelle mit integriertem Ampere-/Voltmeter
SPM	Rastersondenmikroskopie (engl. Scanning Probe Microscopy)
STM	Rastertunnelmikroskopie (engl.: Scanning Tunnel Microscopy)
THF	Tetrahydrofuran

Abbildungsverzeichnis

2.1. Zustandsdichte im OHL	8
2.2. Veranschaulichung der Transportenergie	11
2.3. Metall-Halbleiter-Kontakt	12
2.4. Injektion über Energiebarrieren	14
2.5. Verschiedene Transistorgeometrien	15
2.6. Kennlinien von Feldeffekttransistoren	16
2.7. Funktionsprinzip eines OFETs	17
2.8. Betriebszustände eines OFETs	19
2.9. Organischer CMOS-Inverter	22
2.10. OFET als Speicher	23
2.11. Kräfte zwischen Messspitze und Probe	24
2.12. Topografie und Oberflächenpotential eines OFETs	27
2.13. Funktionsprinzip der Kelvin-Methode	28
3.1. Austrittsarbeiten	31
3.2. Pentacen	32
3.3. Topografie von Pentacen	33
3.4. Layout des $5\mu\text{m}$ -Prozesses	37
3.5. MiniFET-Maskeneinsatz	37
3.6. Strukturierung der OFET-Kanäle im $5\mu\text{m}$ -Schattenmaskenprozess	39
3.7. Vergleich von Faser und Metallmaske	39
3.8. Probeneinbau in das AFM	41
3.9. Schematische Darstellung des KPFM-Messaufbaus	42
3.10. Beeinflussung von Δf durch U_{dc}	43
3.11. Schematische Darstellung der Ergänzungen für den in-situ Betrieb der OFETs.	44
3.12. Flat-Toolbox	46
3.13. Korrektur der Hysterese des Piezoaktors.	47
3.14. Einfluss von Messparametern	50
3.15. Größenverhältnisse zwischen Sonde und Probe	51
3.16. Gewichtung der Oberflächenpotentiale der Probe	52
3.17. Laterale Selektivität des KPFM-Aufbaus	53
3.18. Laterale Selektivität	54
3.19. Messung an Potentialstufen	55
4.1. Oberflächenpotential in Lochakkumulation	58
4.2. Modellierung des Potentialverlaufs im Kanal	60
4.3. Transferkennlinie	61
4.4. Extraktion von U_{th} aus dem Potentialverlauf	62
4.5. Oberflächenpotential und Drainstrom bei $U_{\text{GS}} = -15\text{V}$	64
4.6. Abweichung des Modells von den Messdaten in Abb. 4.5	65

4.7. Ladungsträgerbeweglichkeit in Abhängigkeit des Oberflächenpotentials	66
4.8. Oberflächenpotential und Drainstrom bei $V_{GS} = -20\text{ V}$	67
4.9. Kanallängenmodulation bei Pentacen basierten OFETs	68
4.10. Potentialverläufe und Kennlinien mit unterschiedlich guter Injektion	71
4.11. Homogenität des Potentialverlaufes	74
4.12. Vergrößerte Darstellung der Anomalie am unteren Rand von Abbildung 4.11 . . .	75
5.1. Modell der Oberflächenpotentialmessung	79
5.2. Negative Ladung auf dem Gate-Dielektrikum	81
5.3. Aufbau der vermessenen n- bzw. p-Typ OFETs	82
5.4. Ausgangskennlinien von zwei n- bzw. p-Typ OFETs	82
5.5. Φ im verarmten OFET-Kanal	83
5.6. Abklingen der gefangenen Ladung im OFET-Kanal	84
5.7. Neutralisieren gefangener Ladung	86
5.8. Elektronenstrom in Pentacen OFETs mit Au-Top-Kontakten	87
5.9. Φ im Kanal bei Elektronen- und Lochakkumulation	88
5.10. Umladen des Transistorkanals in großer Entfernung	91
5.11. Lateraler Ladungstransport	93
5.12. Geschwindigkeit der einfließenden Ladung	94
5.13. Korrelation von Hysterese und Elektroneninjektion	96
5.14. Rekombinationszone	98
B.1. Probenhalter	119

Literaturverzeichnis

- [1] Rupp, K. und Selberherr, S. Semiconductor Manufacturing, IEEE Transactions on 24(1), 1–4, 2011.
- [2] Kuhlmann, U. c't 13, 32–34, 2010.
- [3] Volmer, M. Annalen der Physik 345(4), 775–796, 1913.
- [4] Schwoerer, Markus / Wolf, H.C. *Organische Molekulare Festkörper*. Wiley-VCH, Berlin, 1. Auflage, 2005.
- [5] Sirringhaus, H. Proceedings of the IEEE 97(9), 1570–1579, 2009.
- [6] Williams, D.H. und Fleming, I. *Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie*, Band ISBN 313-437202-9. Georg Thieme Verlag - Stuttgart, 2. Auflage, 1971. ISBN 313-437202-9.
- [7] Amy, F., Chan, C. und Kahn, A. ORGANIC ELECTRONICS 6(2), 85–91, 2005.
- [8] Bässler, H. Physica Status Solidi B-Basic Research 175(1), 15–56, 1993.
- [9] Tsiper, E.V. und Soos, Z.G. Phys. Rev. B 68(8), 085301, 2003.
- [10] Warta, W., Stehle, R. und Karl, N. Applied Physics A: Materials Science & Processing V36(3), 163–170, 1985.
- [11] Vissenberg, M.C.J.M. und Matters, M. Physical Review B 57(20), 12964–12967, 1998.
- [12] Schmechel, R. J. Appl. Phys. 93(8), 4653–4660, 2003.
- [13] Koch, N. ChemPhysChem 8(10), 1438–1455, 2007.
- [14] Scott, J.C. und Malliaras, G.G. Chem. Phys. Lett. 299(2), 115–119, 1999.
- [15] Arkhipov, V.I., Emelianova, E.V., Tak, Y.H. und Bässler, H. J. Appl. Phys. 84(2), 848–856, 1998.
- [16] IEEE Std 1620-2008 S. 1–14, 2008.
- [17] Sze, S. und Ng, K.K. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc., 3. Auflage, 2006.
- [18] Schmechel, R., Ahles, M. und von Seggern, H. J. Appl. Phys. 98(8), 084511, 2005.
- [19] Meijer, E.J., Tanase, C., Blom, P.W.M., van Veenendaal, E., Huisman, B.H., de Leeuw, D.M. und Klapwijk, T.M. Applied Physics Letters 80(20), 3838–3840, 2002.
- [20] Horowitz, G. und Delannoy, P. J. Appl. Phys. 70(1), 469–475, 1991.
- [21] Gundlach, D.J., Zhou, L., Nichols, J.A., Jackson, T.N., Necliudov, P.V. und Shur, M.S. Journal Of Applied Physics 100(2), 024509, 2006.

-
- [22] Horowitz, G., Hajlaoui, R., Bouchriha, H., Bourguiga, R. und Hajlaoui, M. Adv. Mater. 10(12), 923, 1998.
- [23] Egginger, M., Bauer, S., Schwödiauer, R., Neugebauer, H. und Sariciftci, N.S. Monatshefte für Chemie 140(7), 735–750, 2009.
- [24] Street, R.A. und Salleo, A. Applied Physics Letters 81(15), 2887–2889, 2002.
- [25] Jaeger, R.C. *Microelectronic Circuit Design*, Band ISBN 0-07-114386-6. WCB/McGraw-Hill, 1997.
- [26] Binnig, G., Rohrer, H., Gerber, C. und Weibel, E. Physical Review Letters 49(1), 57–61, 1982.
- [27] Binnig, G., Quate, C.F. und Gerber, C. Physical Review Letters 56(9), 930–933, 1986.
- [28] Giessibl, F.J. und Trafas, B.M. Rev. Sci. Instrum. 65(6), 1923–1929, 1994.
- [29] Wiesendanger, R. *Scanning probe microscopy and spectroscopy : Methods and applications*. Cambridge University Press, 1994.
- [30] Weaver, J.M.R. und Abraham, D.W. Journal Of Vacuum Science & Technology B 9(3), 1559–1561, 1991.
- [31] Palermo, V., Palma, M. und Samori, P. Adv. Mater. 18(2), 145–164, 2006.
- [32] Kelvin, L. London, Edinburgh and Philosophical Magazine and Journal of Science 46, 82–120, 1898.
- [33] Kikukawa, A., Hosaka, S. und Imura, R. Appl. Phys. Lett. 66(25), 3510–3512, 1995.
- [34] Kitamura, S. und Iwatsuki, M. Appl. Phys. Lett. 72(24), 3154–3156, 1998.
- [35] Stöcker, H., Lutz, H. und Lutz, M. *Taschenbuch der Physik Formeln Tabellen Übersichten*, Band ISBN 3-8171-1556-3. Harri Deutsch Verlag, Frankfurt am Main, 3 Auflage, 1998. ISBN 3-8171-1556-3.
- [36] Heil, H., Steiger, J., Karg, S., Gastel, M., Ortner, H., von Seggern, H. und Stossel, M. Journal of Applied Physics 89(1), 420–424, 2001.
- [37] Djurovich, P.I., Mayo, E.I., Forrest, S.R. und Thompson, M.E. Organic Electronics 10(3), 515–520, 2009.
- [38] Al-Ibrahim, M., Roth, H.K., Zhokhavets, U., Gobsch, G. und Sensfuss, S. Solar Energy Materials and Solar Cells 85(1), 13 – 20, 2005.
- [39] Benson, N. *Organic CMOS technology by dielectric interface engineering*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2009.
- [40] Ahles, M. *Einfluss der Dotierung organischer Halbleiter auf den Feldeffekt*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2006.
- [41] Gross, L., Mohn, F., Moll, N., Liljeroth, P. und Meyer, G. Science 325(5944), 1110–1114, 2009.
- [42] Veres, J., Ogier, S., Lloyd, G. und de Leeuw, D. Chemistry of Materials 16(23), 4543–4555, 2004.

-
- [43] Evonik Röhm GmbH, Darmstadt. *Produktinformation PLEXIGLAS® Formmasse 7N*, 2009.
- [44] *GESTIS-Stoffdatenbank*. www.dguv.de/ifa/stoffdatenbank, 2010.
- [45] Hepp, A. *Der Leuchtende Organische Feldeffekttransistor*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2005.
- [46] Clemens, W., Fix, I., Ficker, J., Knobloch, A. und Ullmann, A. *J. Mater. Res.* 19(7), 1963–1973, 2004.
- [47] Puntambekar, K.P., Pesavento, P.V. und Frisbie, C.D. *Appl. Phys. Lett.* 83(26), 5539–5541, 2003.
- [48] Smits, E.C.P., Mathijssen, S.G.J., Colle, M., Mank, A.J.G., Bobbert, P.A., Blom, P.W.M., de Boer, B. und de Leeuw, D.M. *Phys. Rev. B* 76(12), 125202, 2007.
- [49] Sadewasser, S., Glatzel, T., Shikler, R., Rosenwaks, Y. und Lux-Steiner, M.C. *Appl. Surf. Sci.* 210(1-2), 32–36, 2003.
- [50] Shen, Y.X., Barnett, D.M. und Pinsky, P.M. *Rev. Sci. Instrum.* 79(2), 023711, 2008.
- [51] Strassburg, E., Boag, A. und Rosenwaks, Y. *Review of Scientific Instruments* 76(8), 083705, 2005.
- [52] Glatzel, T., Sadewasser, S. und Lux-Steiner, M.C. *Appl. Surf. Sci.* 210(1-2), 84–89, 2003.
- [53] Zerweck, U., Loppacher, C., Otto, T., Grafstrom, S. und Eng, L.M. *Phys. Rev. B* 71(12), 125424, 2005.
- [54] Ficker, J., von Seggern, H., Rost, H., Fix, W., Clemens, W. und McCulloch, I. *Appl. Phys. Lett.* 85(8), 1377–1379, 2004.
- [55] Gu, G. und Kane, M.G. *Appl. Phys. Lett.* 92(5), 053305, 2008.
- [56] Knipp, D., Benor, A., Wagner, V. und Muck, T. *J. Appl. Phys.* 101(4), 044504, 2007.
- [57] Steiger, J., Karg, S., Schmechel, R. und von Seggern, H. *Synth. Met.* 122(1), 49–52, 2001.
- [58] Yasuda, T., Goto, T., Fujita, K. und Tsutsui, T. *Appl. Phys. Lett.* 85(11), 2098–2100, 2004.
- [59] Omicron Nanotechnology GmbH, Limburger Straße 75, 65232 Taunusstein, Germany. *The VT AFM User's Guide & Service Manual*, 4.0 Auflage, 2005.
- [60] Siol, C. *Flat-toolbox*. <http://www.omicron.de>, 2009.
- [61] Omicron Nanotechnology GmbH, Limburger Straße 75, 65232 Taunusstein, Germany. *Ver-nissage, MATRIX Result File Access and Export*, 1.1 Auflage, 2009.
- [62] Eaton, J.W. *GNU Octave Manual*. Network Theory Limited, 2002.
- [63] Libioulle, L., Ronda, A., Taborelli, M. und Gilles, J.M. *Journal of Vacuum Science & Technology B* 9(2), 655–658, 1991.
- [64] Wu, Y. und Shannon, M.A. *Rev. Sci. Instrum.* 77(4), 043711, 2006.
- [65] Bürgi, L., Richards, T., Chiesa, M., Friend, R.H. und Sirringhaus, H. *Synth. Met.* 146, 297, 2004.

-
- [66] Bürgi, L., Sirringhaus, H. und Friend, R.H. Appl. Phys. Lett. 80(16), 2913–2915, 2002.
- [67] Charrier, D.S.H., Kemerink, M., SmalbrLigge, B.E., de Vries, T. und Janssent, R.A.J. Acs Nano 2(4), 622–626, 2008.
- [68] Nichols, J.A., Gundlach, D.J. und Jackson, T.N. Appl. Phys. Lett. 83(12), 2366–2368, 2003.
- [69] Bürgi, L., Richards, T.J., Friend, R.H. und Sirringhaus, H. J. Appl. Phys. 94(9), 6129–6137, 2003.
- [70] Bürgi, L., Friend, R.H. und Sirringhaus, H. Appl. Phys. Lett. 82(9), 1482–1484, 2003.
- [71] Hallam, T., Duffy, C.M., Minakata, T., Aando, M. und Sirringhaus, H. Nanotechnology 20(2), 025203, 2009.
- [72] Tello, M., Chiesa, M., Duffy, C.M. und Sirringhaus, H. Advanced Functional Materials 18(24), 3907–3913, 2008.
- [73] Puntambekar, K., Dong, J.P., Haugstad, G. und Frisbie, C.D. Adv. Funct. Mater. 16(7), 879–884, 2006.
- [74] Muller, E.M. und Marohn, J.A. Adv. Mater. 17(11), 1410, 2005.
- [75] Annibale, P., Albonetti, C., Stoliar, P. und Biscarini, F. J. Phys. Chem. A 111(49), 12854–12858, 2007.
- [76] Braga, D. und Horowitz, G. Applied Physics A: Materials Science & Processing 95(1), 193–201, 2009.
- [77] Schidleja, M. *Der Einfluss von Dielektrika auf die Ambipolarität von Transistoren*. Diplomarbeit d17, Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Material- und Geowissenschaften, Fachgebiet Elektronische Materialeigenschaften, 2006.
- [78] Haddock, J.N., Zhang, X., Zheng, S., Zhang, Q., Marder, S.R. und Kippelen, B. Organic Electronics 7(1), 45 – 54, 2006.
- [79] Lepselter, M. und Sze, S.M. Proceedings Of The Institute Of Electrical And Electronics Engineers 56(8), 1400, 1968.
- [80] Schidleja, M. *Ladungsträgerinjektion in ambipolare, leuchtende Feldeffekttransistoren*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Material- und Geowissenschaften, Fachgebiet Elektronische Materialeigenschaften, 2010.
- [81] Ahlswede, E., Hanisch, J. und Powalla, M. Appl. Phys. Lett. 90(16), 163504, 2007.
- [82] Verlaak, S., Rolin, C. und Heremans, P. J. Phys. Chem. B 111(1), 139–150, 2007. Simulation.
- [83] Sirringhaus, H. Adv. Mater. 17(20), 2411–2425, 2005.
- [84] Benson, N., Schidleja, M., Melzer, C., Schmechel, R. und von Seggern, H. Appl. Phys. Lett. 89(18), 182105, 2006.
- [85] Ahles, M., Schmechel, R. und von Seggern, H. Appl. Phys. Lett. 87(11), 113505, 2005.
- [86] Ahles, M., Schmechel, R. und von Seggern, H. Appl. Phys. Lett. 85(19), 4499–4501, 2004.

-
- [87] Finnberg, T. *Ladungstransport in organischen Feldeffekttransistoren*. Dissertation, Fachbereich Material- und Geowissenschaften, Technische Universität Darmstadt, 2004.
- [88] Mathijssen, S.G.J., Kemerink, M., Sharma, A., Coelle, M., Bobbert, P.A., Janssen, R.A.J. und de Leeuw, D.M. Adv. Mater. 20(5), 975, 2008.
- [89] Fowler, R.H. und Nordheim, L. Proceedings of the Royal Society of London 119(781), 173, 1928.
- [90] Gu, G., Kane, M.G., Doty, J.E. und Firester, A.H. Appl. Phys. Lett. 87(24), 243512, 2005.
- [91] Ucurum, C., Goebel, H., Yildirim, F.A., Bauhofer, W. und Krautschneider, W. J. Appl. Phys. 104(8), 084501, 2008.
- [92] Suemori, K., Uemura, S., Yoshida, M., Hoshino, S., Takada, N., Kodzasa, T. und Kamata, T. Appl. Phys. Lett. 91(19), 192112, 2007.
- [93] Richards, T. und Sirringhaus, H. Appl. Phys. Lett. 92(2), 023512, 2008.
- [94] Hiraoka, M., Yamada, T. und Hasegawa, T. Applied Physics Letters 95(22), 223304, 2009.
- [95] Reddy, V., Krishnan, A.T., Marshall, A., Rodriguez, J., Natarajan, S., Rost, T. und Krishnan, S.A. 40th Annual Proceedings: International Reliability Physics Symposium S. 248–254, 2002.
- [96] Koch, N., Vollmer, A., Salzmann, I., Nickel, B., Weiss, H. und Rabe, J.P. Phys. Rev. Lett. 96(15), 156803, 2006.
- [97] Chua, L.L., Zaumseil, J., Chang, J.F., Ou, E.C.W., Ho, P.K.H., Sirringhaus, H. und Friend, R.H. Nature 434(7030), 194–199, 2005.
- [98] Charrier, D.S.H., de Vries, T., Mathijssen, S.G.J., Geluk, E.J., Smits, E.C.P., Kemerink, M. und Janssen, R.A.J. Organic Electronics 10(5), 994–997, 2009.

Publikationen

Teile dieser Arbeit wurden bereits an folgenden Stellen öffentlich zugänglich gemacht:

- Siol, C., Benson, N., Melzer, C. und von Seggern, H.,
„Instabilities and Dynamic Behavior of the Potential Distribution in Organic FETs“, SYOE 8.99, DPG-Frühjahrstagung 2007, Regensburg
- Siol, C., Melzer, C. und von Seggern, H.,
„Observation of charge injection and trapping in depleted channels of organic field effect transistors“, SYSA , DPG-Frühjahrstagung 2008, Berlin
- Siol, C., Melzer, C. und von Seggern, H.,
„Electron Induced Current Instability in Hole-dominated, Organic Field-effect Transistors“, Symposium H5.59, MRS-Fall-Meeting 2008, Boston
- Siol, C., Melzer, C. und von Seggern, H. (2008),
„Electron trapping in Pentacene based p- and n-type organic field-effect transistors“, Appl. Phys. Lett. 93(13), 133303.
- Siol, C., Benson, N., Melzer, C. und von Seggern, H.,
„Scanning Kelvin Probe Measurements on Pentacene based Field-Effect Transistors with UV-modified Gate Dielectric,, Symposium B, MRS-Spring-Meeting 2009, San Francisco
- „Aufklärung von funktionellen Instabilitäten von polymeren und auf kleinen Molekülen basierenden Feldeffekttransistoren“ Schlussbericht 01BI564 (2009),
Technische Informationsbibliothek, Hannover

A Prozesse

A.1 Au Top-Contact Pentacen OFET mit PMMA/SiO₂-Dielektrikum

- Substrate: 100 nm SiO₂, vorgeritzt
- Reinigung:
 - Dekonex, 15 min Ultraschall
 - DI, 15 min Ultraschall
- SC-GB: 3000 RPM, PMMA (4 gew %) in Butylacetat
- HP-GB: 20 min, 100 °C
- PVD-OK
 - Pentacen, 30 nm, rotiert
 - Proben + 100 μm-Spacer + MiniFET-Squares + 200 μm-Spacer
 - Druck: $5,6 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 19 %
- PVD-MK
 - Au, 50 nm, Drehachse = 0,05
 - Proben + MiniFET-SD + 200 μm-Spacer
 - Druck: $4 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 8,6 %
- PVD-MK
 - Al, 400 nm
 - Proben + 100 μm-Spacer + MiniFET-SD + 200 μm-Spacer + MiniFETPads
 - Druck: $3 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 57,8 %

A.2 Au/Ca Top-Contact Pentacen OFET mit PMMA/SiO₂-Dielektrikum

- Substrate: 100 nm SiO₂, vorgeritzt
- Reinigung:
 - Dekonex, 15 min Ultraschall
 - DI, 15 min Ultraschall
 - Piranha-Lösung H₂SO₄(95 %) und H₂O₂(30 %) , Mischung: 2:1(Vol.), 5 min
 - N₂ dry
- HP-GB: 10 min, $\approx 80^\circ\text{C}$
- SC-GB: 3000 RPM, Ethanol
- SC-GB: 3000 RPM, PMMA (2 gew %) in THF
- HP-GB: 10 min, 100°C
- PVD-OK
 - Pentacen, 50 nm
 - Proben + 100 μm -Spacer + MiniFET-Squares
 - Druck: $3 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 18,5 %
- PVD-MK
 - Al, 230 nm, 10 $\text{\AA}/\text{s}$
 - Proben + MiniFET-SD + 200 μm -Spacer + MiniFETPads
 - Druck: $3 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 70 %
- PVD-MK
 - Au, 50 nm, 2 $\text{\AA}/\text{s}$
 - Proben + MiniFET-SD + 200 μm -Spacer + Maske zum Abdecken der Probe mit Ca-Kontakten
 - Druck: $3 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 7,7 %
- PVD-OK
 - Ca, 50 nm, 2 $\text{\AA}/\text{s}$ bis 3 $\text{\AA}/\text{s}$
 - Proben + MiniFET-SD + 200 μm -Spacer + Maske zum Abdecken der Probe mit Au-Kontakten
 - Druck: $2,7 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 62 %

A.3 Au Top-Contact Pentacen OFET mit HMDS behandeltem SiO₂-Dielektrikum

- Substrate: 100 nm SiO₂, beim Lieferanten gesägt
- Reinigung:
 - DI, 15 min Ultraschall
 - Dekonex, 30 min Ultraschall
 - DI, 15 min Ultraschall
- HMDS:
 - HP-GB: 200 °C auf Cu-Block
 - 10 min HMDS-Atmosphäre (mit Cu-Block)
- PVD-OK
 - Pentacen, 10 nm, 2 Å/s, rotiert
 - Proben + 100 μm-Spacer + MiniFET-Squares
 - Druck: $3,8 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 23 %
- PVD-MK
 - Au, 30 nm, 2 Å/s
 - Proben + MiniFET-SD + 200 μm-Spacer
 - Druck: $5 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 7,1 %
- PVD-MK
 - Al, ≈ 100 nm, 3 Å/s
 - Proben + 100 μm-Spacer + MiniFET-SD + 200 μm-Spacer + MiniFETPads
 - Druck: $1 \cdot 10^{-6}$ mbar
 - Leistung am Schluss: Maximum
- Vereinzelung für AFM-Messung erfolgte an Umgebungsluft (ca. 15 min).

A.4 Au Top-Contact Pentacen OFET mit PMMA/SiO₂-Dielektrikum

- Substrate: 100 nm SiO₂, vorgeritzt
- Reinigung:
Dekonex, 15 min Ultraschall
DI, 15 min Ultraschall
- SC-GB: 3000 RPM, PMMA (2 gew %) in THF
- HP-GB: 60 min, 110 °C
- PVD-OK
 - Pentacen, 50 nm, 2 Å/s, rotiert
 - Proben + 100 μm-Spacer + MiniFET-Squares + 200 μm-Spacer
 - Druck: $2,4 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 22 %
- PVD-MK
 - Al, 230 nm, 3 Å/s, neuer Tiegel
 - Au, 50 nm, 2 Å/s
 - Proben + MiniFET-SD + 200 μm-Spacer + MiniFETPads
 - Druck: $5 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Leistung am Schluss: 67,5 %
- PVD-MK
 - Au, 50 nm, 2 Å/s
 - Proben + MiniFET-SD + 200 μm-Spacer
 - Druck: $6 \cdot 10^{-7}$ mbar

B Ergänzende Informationen

B.1 Justage des Lasers für große Abtastbereiche

Der Laser wurde mit ca. 20 % bis 30 % seiner Leistung betrieben, so dass das von der PSD gelieferte Intensitätssignal innerhalb des in [59] vorgegebenen Bereiches von 2,0 V bis 2,5 V lag. Um eine kontinuierliche Erfassung der Oszillation zu ermöglichen, wurden Cantilever mit möglichst glatter Rückseite gewählt und der Laser so auf der Cantileverrückseite positioniert, dass das Signal für die vertikale Auslenkung F_N die Grenzen von ± 13 V während des Experimentes nicht überschritt.

Es muss auch sichergestellt werden, dass durch die automatische Offset-Korrektur von F_N in der MATRIX das Signal nicht über die Grenzen hinaus verschoben wird. Dieses Problem könnte in zukünftigen Softwareversionen eliminiert werden, indem die automatische Kompensation des F_N -Offsets bei NC -Experimenten deaktiviert wird. Es wurde beobachtet, dass bei großen Schwankungen in den PSD-Signalen die für die Oszillation gemessene Dämpfung und auch die Oszillationsfrequenz schwankte. Dies wurde einer Abhängigkeit der PSD-Empfindlichkeit von der Auslenkung des Lasers zugeschrieben. Da die Amplitude der Oszillation von F_N konstant gehalten wird, ändert sich aufgrund dieser Abhängigkeit die mechanische Amplitude der Cantilever-Oszillation. Ein beim Hersteller bekanntes Artefakt in Form eines Kreuzes im Dämpfungssignal kann vermutlich ebenfalls auf Schwankungen der Empfindlichkeit zurückgeführt werden.

B.2 Probenhalter

Die VT AFM Probenhalter bestehen aus einer Molybdän-Grundplatte und einer Keramikplatte, die je nach Typ des Halters mit ≥ 24 Einzelteilen verbunden sind. Die genaue Anordnung ist im Betriebshandbuch [59] erläutert. Die Probe wird im Halter gegen die Keramikplatte gedrückt. Der zu messende Bereich liegt dabei über einer Aussparung in der Keramikplatte. Die VT AFM Probenhalter haben im VT AFM Kontakt zu mindestens drei elektrischen Kontakten. Dadurch

Tabelle B.1.: Für die Hysteresekorrektur verwendete Parameter.

Messung	Achse	Richtung	a_0/nm	a_1	a_2/m^{-1}
7 μm , contact	X	Trace	0	1.090	$3,2176 \cdot 10^4$
7 μm , contact	X	Retrace	0	1.055	$-2,2871 \cdot 10^4$
8 μm , non contact	X	Trace	0	1.154	$3,0045 \cdot 10^4$
8 μm , non contact	X	Retrace	0	1.154	$-2,7866 \cdot 10^4$
8 μm , non contact, Spektroskopie	X	Trace	-8	1.198	$3,1147 \cdot 10^4$
8 μm , non contact, Spektroskopie	X	Retrace	71	1.207	$-3,2573 \cdot 10^4$

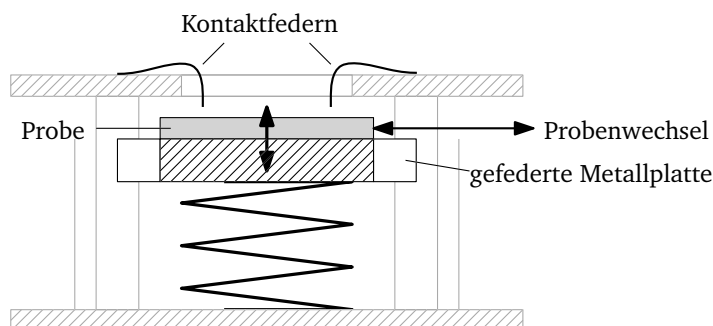
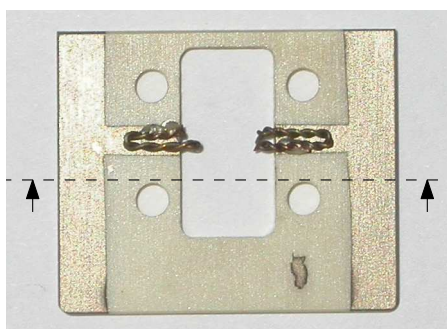


Abbildung B.1.: Keramikplatte mit Federkontakten zur Kontaktierung der Proben im AFM (links) und skizzierter Schnitt des Probenhalters (rechts).

ist es möglich, Source, Drain und Gate eines OFETs im AFM zu kontaktieren und ihn in-situ zu betreiben. Um die Montage der OFETs in den Probenhaltern zu erleichtern, wurde im Rahmen dieser Arbeit in mehreren Schritten ein Probenhalter entwickelt, der es in der aktuellen Version erlaubt, ein OFET-Substrat in einem Arbeitsschritt einzusetzen und zu kontaktieren. Das bei der normalen Montage notwendige Anziehen von Mo-Schraubverbindungen entfällt. Auf das empfohlene Anfeuchten der Schraubverbindungen mit Isopropanol kann daher verzichtet werden. Dadurch wird der Einbau von OFETs mit Ca-Kontakten, die mit Isopropanol reagieren würden, deutlich erleichtert. Für den Probenhalter werden die zwei Klemmfolien und optional die thermische Kontaktplatte eines Probenhalters vom Typ „Cooling Sample Plate“ durch Unterlegscheiben ersetzt. Der OFET wird dann durch eine gefederte Al-Probenplatte an die Keramikplatte gedrückt, die den Kontakt zum Gate herstellt. Die Kontaktierung von Source und Drain erfolgt durch zwei auf der Oberseite der Keramikplatte (siehe Abbildung B.1) aufgeklebte Federkontakte, die durch die 5 mm breite Aussparung in der Keramikplatte auf die Kontaktflächen der Probe drücken. Die Kontaktfedern wurden sehr dünn ausgeführt und am Rand der Aussparung platziert, um einen Kontakt mit der Sonde, die mit 2 mm deutlich breiter als der Cantilever ist, zu vermeiden. Durch zuvor auf der Keramikplatte aufgedampfte, ca. 300 nm dicke Al-Leiterbahnen sind diese Kontaktfedern mit den im VT AFM kontaktierten Bereichen der Keramikplatte verbunden. Zum Einbau der Proben wird die Probenplatte heruntergedrückt und die Probe auf der Probenplatte an den Federkontakten ausgerichtet. Durch das Anheben der Probenplatte wird die Probe mechanisch fixiert und elektrisch kontaktiert. Durch Justieren der Position der Federkontakte in Ruhe wird der Anpressdruck bei eingesetzter Probe bestimmt. Mit den in dieser Arbeit verwendeten Kontakten hat es sich bewährt, die Federkontakte in Ruhe ca. 0,1 mm bis 0,2 mm über die Kante der Keramikplatte überstehen zu lassen. Durch die 1 mm² großen Kontaktflächen kann der Einbau von OFETs mit dem in Abbildung 3.4 dargestellten Layout mit zwei Pinzetten erfolgen. Unter einem Lichtmikroskop können auch kleinere Kontaktflächen unter den Federkontakten ausgerichtet werden. Hierfür wird jedoch die Verwendung einer Vorrichtung zum Niederhalten und kontrollierten Anheben der Probenplatte empfohlen.

B.3 Präparation von Top-Gate OFETs

Der Kanal von Top-Gate OFETs kann nicht direkt mit KPFM vermessen werden, da die über dem Kanal befindliche Gateelektrode die elektrischen Felder abschirmt.

An P3HT basierten Top-Gate OFETs wurden verschiedenste Präparationstechniken erprobt. Schneiden, Schleifen oder Ionenstrahlätzen führten dabei nicht zum Erfolg. Gute Ergebnisse wurden dagegen erzielt, indem der OFET auf eine wasserlösliche Opferschicht (PEDOT:PSS, Gelantine oder PVA) aufgebaut wurde. Die fertigen OFETs wurden nach dem Prozessieren auf dem Substrat durch Ritzen vereinzelt. Beim langsamen Eintauchen des Substrates in Wasser lösten sich die einzelnen, hydrophoben OFETs vom Substrat und schwammen auf der Wasseroberfläche. Die kompletten OFETs konnten danach umgedreht mit einem geeigneten Substrat von der Wasseroberfläche aufgenommen werden. Das Gate kommt vorzugsweise direkt auf einem leitfähigen Bereich des Substrates zu liegen und wird auf diese Weise kontaktiert. Die Funktionsfähigkeit des OFETs blieb bei diesem Prozess erhalten.

B.4 Montage der 5 μm -Fasern in den Schattenmasken

Für die Montage der besonders dünnen 5 μm -Fasern hat es sich bewährt, diese auf einer Overheadfolie zu handhaben. Die elektrostatische Aufladung hält die Faser auf der Folie, so dass sie über die Schattenmaske gezogen werden kann. Mit einem „Stadler permanent Lumocolor S“-Stift kann die Faser schließlich gerade gezogen und gleichzeitig durch die schnell trocknende Farbe fixiert werden.

Tabelle B.2.: Übersicht der im MiniFET-Prozess verwendeten Fasern.

Faser	Dicke
Gewaschenes Filament aus IMS 5131 (Toho Tenax)	5 μm
Faser aus „Leadfree Tissue“	ca. 10 μm
Glasfaser (Schott)	30 μm
Cu-Faser aus Litze	ca. 50 μm

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinem Doktorvater Professor Dr. Heinz von Seggern danke ich für die Möglichkeit, in seinem Fachgebiet an interessanten Projekten zu arbeiten und meine Promotion durchführen zu können. Insbesondere möchte ich mich für das in mich gesetzte Vertrauen und die angeregten fachlichen Diskussionen bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Christian Melzer für die stete Bereitschaft zu kritischen und konstruktiven Diskussionen, sowie die kompetente Durchsicht meiner Arbeit. Die durchaus ausgiebigen und auch kreativen Diskussionen, in die er seine umfangreichen Fachkenntnisse einfließen ließ, waren mir eine große Hilfe.

Professor Dr. Jaegermann danke ich für die interessierte Übernahme des Zweitgutachtens.

Dank der tollen Atmosphäre und Hilfsbereitschaft im Fachgebiet „Elektronische Materialeigenschaften“ hatte ich vor und nach Feierabend eine tolle Zeit. Dafür möchte ich mich ganz herzlich bei allen „e-matlern“ bedanken. Für die gute Zusammenarbeit danke ich meinen Kollegen aus der Organik-Gruppe: Andrea Gassmann, Eva Feldmeier, Dan Walker, Katja Stegmeier, Lorenz Kehrer, Martin Schidleja, Niels Benson, Oliver Ottinger, Oliver Schimmel, Tobias Könyves-Toth und Arne Fleißner, dessen Engagement für „Teambildende Maßnahmen“ in Fachgebiet und Fachbereich ich hier durchaus hervorheben möchte. Unseren Technikern danke ich für die Hilfe im Labor; wobei Bernd Stoll ein besonderer Dank für die aufwändige Realisierung der messtechnischen Systeme gilt. Gabriele Kühnemundt und ihrer Vorgängerin Gerlinde Dietrich danke ich für die gekonnte Handhabung der unvermeidlichen Bürokratie.

Danken möchte ich auch vielen Mitarbeitern am Institut für Materialwissenschaften für die oft unbemerkte Unterstützung. Vielen Anderen am Institut für Materialwissenschaften und am IHT danke ich für schöne Momente bei leckerem Kaffee, die nicht nur für die nötige Ablenkung sorgten, sondern oft auch wertvolle Tipps lieferten. Besonders die Hinweise zum Umgang mit UHV- und SPM-Systemen aus der Gruppe von Prof. Jaegermann haben mir dabei den Einstieg erleichtert.

Ein ganz besonders großes Dankeschön gilt meiner Familie und meinen Freunden für die großartige Unterstützung während der gesamten Zeit!

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 25. Mai 2012

(C. Siol)